

# **Einfluss des Faraday-Effekts auf die kohärente Rückstreuung im Fall von Rayleigh-Streuern**

Diplomarbeit  
angefertigt von

Christoph Eisenmann

Lehrstuhl Prof. Dr. G. Maret  
Fachbereich Physik  
Universität Konstanz

Februar 2002



# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Einleitung</b>	<b>1</b>
<b>2</b>	<b>Kohärente Rückstreuung</b>	<b>3</b>
2.1	Vielfachstreuung . . . . .	3
2.2	Entstehung des Konus der kohärenten Rückstreuung . . . . .	6
2.3	Einfluss der Polarisierung . . . . .	10
<b>3</b>	<b>Einfluss des Faraday-Effekts</b>	<b>13</b>
3.1	Skalare Wellen: Einfluss auf die Phase . . . . .	14
3.2	Einbeziehung der Depolarisation . . . . .	14
3.3	Lineare Polarisierung: Einfluss auf die Amplitude . . . . .	16
3.4	Einfluss auf Phase und Amplitude . . . . .	17
3.5	Korrelationen zwischen Faraday-Rotation und Streuprozess . . . . .	18
3.6	Zusammenfassung . . . . .	21
<b>4</b>	<b>Geeignete Probe</b>	<b>23</b>
4.1	Streuer mit hoher Verdetkonstante . . . . .	23
4.2	Faradayaktives Substrat + Streuer . . . . .	24
<b>5</b>	<b>Versuchsaufbau</b>	<b>27</b>
5.1	Optischer Versuchsaufbau . . . . .	27
5.2	Optimierung . . . . .	29
5.2.1	Winkelauflösung . . . . .	29
5.2.2	Anpassung an die Rahmenbedingungen . . . . .	31
5.3	Gesamtaufbau mit Magnet . . . . .	32
<b>6</b>	<b>Experimente</b>	<b>35</b>
6.1	Durchführung . . . . .	35
6.1.1	Einfluss des Faraday-Effekts auf die kohärente Rückstreuung	35
6.1.2	Winkleichung . . . . .	36
6.1.3	Faraday-Rotation von Wasser . . . . .	37
6.2	Auswertung . . . . .	37
6.2.1	Faraday-Rotation von Wasser . . . . .	37
6.2.2	Winkleichung . . . . .	38

*Inhaltsverzeichnis*

6.2.3 Einfluss des Faraday-Effekts auf die kohärente Rückstreuung	40
6.3 Ergebnis und Diskussion . . . . .	47
<b>7 Zusammenfassung</b>	<b>51</b>
<b>Literaturverzeichnis</b>	<b>53</b>

# 1 Einleitung

Mehrfachstreuung von Licht spielt in unserer Alltagswelt eine große Rolle, da wir unsere Umgebung visuell nahezu ausschließlich über mehrfach gestreutes Licht wahrnehmen. Aus physikalischer Sicht handelt es sich jedoch dabei um ein sehr komplexes statistisches Problem, muss man doch, will man den Mehrfachstreuungsprozess im Detail analysieren, von jedem streuenden Partikel Position, Form, Größe, Orientierung, Brechungsindex, etc. kennen. Wird das Licht allerdings hinreichend oft gestreut, lässt sich seine Ausbreitung in vielen Fällen durch einen diffusiven Prozess verstehen. In dieser sogenannten Diffusionsapproximation vernachlässigt man die Wellennatur des Lichts und nimmt einen *random walk* der einzelnen Photonen an, die sich, Billardkugeln gleich, durch eine Anordnung von Streuern bewegen. Das ist deshalb – bis zu einem gewissen Grade – möglich, weil in einem vielfachstreuenden, also trübe oder weiß erscheinenden, Medium die Streuer unregelmäßig verteilt sind und sich Interferenzen im Mittel über alle Konfigurationen der Streuer ausgleichen sollten.

Das ist jedoch nicht immer korrekt: Für rein elastische Streuung erfahren Photonen, die ein und denselben Lichtpfad vorwärts bzw. rückwärts durchlaufen, keine relative Phasenverschiebung, sie können also immer konstruktiv miteinander interferieren. Das führt in exakter Rückwärtsrichtung (bezogen auf die Richtung des einfallenden Lichts) zu einer erhöhten Intensität gegenüber der nichtkohärenten, diffusen Streuintensität. Diese sogenannte kohärente Rückstreuung wurde 1985 zum ersten Mal experimentell nachgewiesen [1, 2]. Der größere Anteil zurückgestreuten Lichts vermindert offensichtlich die in andere Richtungen gestreute Intensität und verringert somit die Transmission durch ein vielfachstreuendes Medium, da an jedem Punkt die Rückrichtung bei der Streuung bevorzugt wird; man spricht auch von schwacher Lokalisierung des Lichts.

Bereits 1958 hatte Anderson [3] für Spindiffusion und Störstellenleitung im Rahmen einer quantenmechanischen Transporttheorie eine starke Lokalisierung quantenmechanischer Wellen vorhergesagt, die im Falle der Elektronen zum Andersonschen Metall/Isolator-Übergang führt [4]. Nach Joffe und Regel [5] sollte in so stark streuenden Medien, in denen das Licht über eine Distanz der Größenordnung seiner Wellenlänge die „Erinnerung“ an seine ursprüngliche Ausbreitungsrichtung verliert, die Transmission ebenso dramatisch einbrechen und starke Lokalisierung von Licht, das klassische Analogon zur Anderson-Lokalisierung [6],

## 1 Einleitung

eintreten, wonach in den letzten rund 15 Jahren intensiv gesucht wurde. Da starke Lokalisierung von Absorption experimentell schwer zu unterscheiden ist, wurde vorgeschlagen, sich den Faraday-Effekt zunutze zu machen [7], um mit Hilfe eines magnetischen Feldes Lokalisierung „ein- und ausschalten“ zu können. Das ist deshalb möglich, weil die Faraday-Rotation die Symmetrie zwischen Hin- und Rückrichtung eines Lichtpfades bricht und somit die kohärente Rückstreuung zerstören kann.

Lenke et. al. untersuchten den Einfluss des Faraday-Effekts auf die kohärente Rückstreuung ausführlich [8, 9, 10]. In einem anschaulichen Pfadmodell [11, 12] konnten im Zusammenhang damit bestehende Experimente qualitativ und quantitativ gut bestätigt werden. Dieses Pfadmodell sagte aber auch neue Effekte voraus, die weitgehend experimentell bestätigt wurden [12, 13]. Insbesondere untersuchte Lenke die Bedeutung der Depolarisation für die kohärente Rückstreuung und Korrelationen zwischen der Wirkung der Faraday-Rotation und dem einzelnen Streuprozess, was zu einer neuen Korrelationslänge führte. Diese variiert nach diesem Modell [12] in Abhängigkeit des *sizeparameter* der Streupartikel und soll insbesondere für Rayleigh-Streuung zu einem doppelt so großen Einfluss des Faraday-Effekts auf die kohärente Rückstreuung führen als zuvor erwartet. Ziel dieser Diplomarbeit war es, diese Korrelationslänge für unterschiedliche Teilchendurchmesser und insbesondere für Rayleigh-Streuer zu messen und damit obiges Pfadmodell experimentell (weiter) zu verifizieren.

Im Rahmen einer erweiterten Version dieses Pfadmodells, einem sogenannten *self-attracting random walk model*, machte Lenke [14] Simulationen zur Transmission stark streuender Proben und fand in ein, zwei und drei Dimensionen keine starke Lokalisierung.

## 2 Kohärente Rückstreuung

Beleuchtet man eine vielfachstreuende, also eine weiß oder trübe erscheinende, Probe mit kohärentem Licht und bewegt diese, um das entstehende *speckle*-Muster herauszumitteln, so misst man in exakter Rückstreurichtung eine Verstärkung der gestreuten Intensität um einen Faktor  $\leq 2$  gegenüber der ansonsten mehr oder weniger homogenen Intensitätsverteilung. Dieser – i. a. schmale – Peak wird Konus der kohärenten Rückstreuung genannt und rührt daher, dass in exakter Rückrichtung jeder Lichtpfad innerhalb der Probe auch in umgekehrter Richtung durchlaufen werden kann und der Lichtpfad für beide Laufrichtungen genau gleich lang ist. Deshalb können die zugehörigen Photonen konstruktiv miteinander interferieren, was zu der Überhöhung führt.

In diesem Kapitel soll auf das Entstehen des Konus, seine Form und den Einfluss der Polarisation des Lichts ausführlich eingegangen werden. Zuvor sollen jedoch in aller Kürze einige Grundlagen der Lichtausbreitung in vielfachstreuenden Medien behandelt werden.

### 2.1 Vielfachstreuung

Innerhalb einer schwach streuenden Probe<sup>1</sup> wird die Lichtintensität  $I(z)$  entlang der Ausbreitungsrichtung  $z$  gemäß dem Lambert-Beer-Gesetz exponentiell abgeschwächt:

$$I(z) = I(0) \cdot e^{-\frac{z}{l}} \quad (2.1)$$

$$l = (\varrho_N \sigma_{tot})^{-1}. \quad (2.2)$$

Dabei ist  $l$  die sogenannte mittlere freie Weglänge (des Photons bezüglich Streuung),  $\varrho_N$  die Anzahldichte der Streuer und  $\sigma_{tot}$  der totale Streuquerschnitt. Absorption trägt über die Absorptionslänge  $l_a$  mit einem weiteren Faktor  $\exp(-z/l_a)$  zur Abschwächung bei.

Für  $z \gtrsim l$  muss zwischen isotroper und anisotroper Streuung unterschieden werden: Rayleigh-Streuung, also solche an Teilchen, die klein verglichen mit der Wellenlänge im umgebenden Medium sind, ist isotrop [15]. Falls die Teilchen

---

<sup>1</sup>i. e.  $l \gg \lambda$

## 2 Kohärente Rückstreuung

vergleichbar groß wie oder größer als die Wellenlänge sind, wird in der Regel mehr Licht in Vorwärtsrichtung gestreut. Man spricht bei anisotroper Streuung an kugelförmigen Teilchen allgemein von Mie-Streuung, die sich im Falle schwachen Kontrasts (i. e. eines kleinen Brechungsindexunterschieds zwischen Teilchen und Medium) zur Rayleigh-Gans-Debye-Streuung vereinfacht [15]. Die Anisotropie lässt sich mit dem Streuwinkel  $\theta$  und dem differentiellen Wirkungsquerschnitt  $\sigma$  folgendermaßen definieren:

$$\langle \cos \theta \rangle = \frac{\int \cos(\theta) \sigma(\theta) d\Omega}{\int \sigma(\theta) d\Omega}. \quad (2.3)$$

Dabei wird nur über  $\theta$  gemittelt, da von unpolarisiertem Licht ausgegangen wird. Bei großer Konzentration der Streuer können diese korreliert sein, dann muss in Gleichung 2.3 auch über den Strukturfaktor gemittelt werden [16].

Im Regime der Vielfachstreuung kann die Lichtausbreitung mit einem *random walk* beschrieben werden, dessen charakteristische Größe das mittlere Verschiebungsquadrat  $\langle r^2 \rangle = \langle x^2 \rangle + \langle y^2 \rangle + \langle z^2 \rangle$  des in  $n$  Schritten zurückgelegten Weges ist. Für einen  $d$ -dimensionalen *random walk* ergibt sich in einer Richtung im Falle isotroper Streuung [11]:

$$\langle x^2 \rangle = \frac{2sl}{d}. \quad (2.4)$$

Dabei ist  $s = nl$  die Pfadlänge. Im Falle anisotroper Streuung erhält man bei angenommener exponentieller Schrittlängenverteilung [11]:

$$\langle x^2 \rangle = \frac{2s}{d} \cdot \frac{l}{1 - \langle \cos \theta \rangle} =: \frac{2sl^*}{d}. \quad (2.5)$$

Es zeigt sich, dass gegenüber Gleichung 2.4 lediglich die mittlere freie Weglänge  $l$  durch die mittlere freie Transportweglänge  $l^* = l/(1 - \langle \cos \theta \rangle)$  ersetzt werden muss. Offensichtlich lässt sich bei gleichbleibender Pfadlänge  $s = nl = n^*l^*$  ein *random walk* von  $n$  korrelierten Schritten der mittleren Länge  $l$  mit einem *random walk* von  $n^*$  effektiven Schritten der Länge  $l^*$  beschreiben. Da, um obiges Ergebnis zu erhalten,  $n(1 - \langle \cos \theta \rangle) \gg 1$  benutzt wurde, gilt dies allerdings nur für  $n^* \gg 1$ , wodurch auch eine Definition des Regimes der Vielfachstreuung gegeben wird.

$l^*$  kann man als die Länge interpretieren, nach der die Information über die ursprüngliche Richtung verloren und ballistische Ausbreitung komplett in Diffusion übergegangen ist. Dazu betrachtet man die Summe aller auf die Einfallsrichtung projizierter Wegstückchen  $\Delta r_i$  zwischen zwei Streuprozessen (s. Abb. 2.1):

$$\left\langle \sum_{i=0}^{\infty} \Delta r_i \cos \left( \sum_{j=0}^i \cos(\theta_j) \right) \right\rangle = l \sum_{i=0}^{\infty} \langle \cos \theta \rangle^i = \frac{l}{1 - \langle \cos \theta \rangle} = l^*. \quad (2.6)$$

Anstelle des *random walk* Modells lässt sich zur Beschreibung von Vielfachstreuung auch die Diffusionsnäherung verwenden, derzufolge die Energiedichte

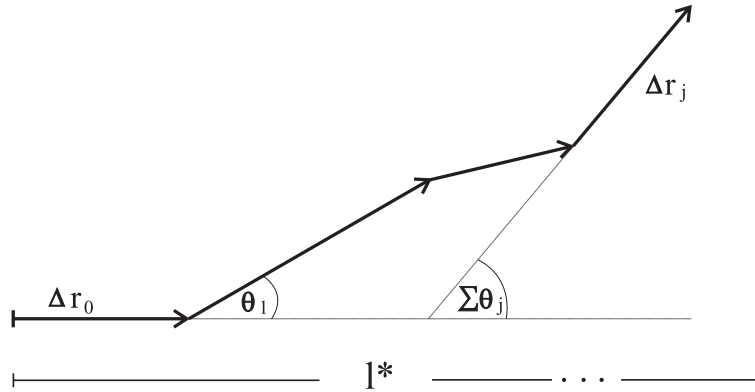


Abbildung 2.1: Zur Definition der mittleren freien Transportweglänge

$\varrho(\vec{r}, t)$  folgende Diffusionsgleichung erfüllen muss:

$$\frac{\partial \varrho(\vec{r}, t)}{\partial t} = D \nabla^2 \varrho(\vec{r}, t) - \frac{1}{\tau_a} \varrho(\vec{r}, t). \quad (2.7)$$

$D$  ist die Diffusionskonstante,  $\tau_a$  die Absorptionszeit. Die Lösung für den freien Raum in einer Dimension ist eine Gaussverteilung [11]

$$\varrho(x, t) = \frac{\exp\left(-\frac{x^2}{4Dt}\right)}{\sqrt{4\pi Dt}} \quad (2.8)$$

mit der Varianz  $2Dt$ . Durch Vergleich mit Gleichung 2.5 ergibt sich

$$D = \frac{v_E l^*}{d}, \quad (2.9)$$

wobei  $v_E = s/t$  die Geschwindigkeit des Energietransports darstellt.

Für  $n^* \gtrsim 10$  sind die Diffusionsnäherung und das oben beschriebene *random walk* Modell äquivalent. Andernfalls ist die Diffusionsapproximation eine schlechte Näherung, wohingegen es auch dann noch möglich ist, die Intensitätsverteilung nach einigen wenigen Streuprozessen durch einen *random walk* zu beschreiben [11].

Die Schwierigkeit in einer quantitativen Behandlung von Vielfachstreuung in Rückstreugeometrie liegt darin, dass Einfachstreuung, Vielfachstreuung sowie der intermediäre Bereich der Mehrfachstreuung zu etwa gleichen Anteilen zur Gesamtstreuung beitragen können. Deshalb muss man sich für quantitative Analysen oft auf Monte-Carlo-Simulationen beschränken.

## 2.2 Entstehung des Konus der kohärenten Rückstreuung

Beleuchtet man eine vielfachstreuende Probe mit einer ebenen Welle, so beobachtet man in erster Näherung eine emittierte Intensität  $I(\vartheta)$  gemäß dem Lambertschen Gesetz

$$I(\vartheta) \propto \cos \vartheta, \quad (2.10)$$

wobei  $\vartheta$  gegen die Normale der Probenoberfläche gemessen wird. Zusätzlich kann eine Art von „diffuser Reflexion“ auftreten, die sich mehr oder weniger wie eine Spiegelung an glatten Oberflächen verhält und deren Intensität von der Rauigkeit der Probenoberfläche abhängt. In exakter Rückrichtung (bezogen auf das einfallende Licht, *nicht* auf die Flächennormale) tritt eine gegenüber dem Lambertschen Gesetz um einen Faktor  $\leq 2$  verstärkte Intensität auf. Dieser sogenannte Konus der kohärenten Rückstreuung (im Folgenden schlicht: Konus) hängt nicht von der Orientierung der Probe, sondern nur von der Richtung des einfallenden Lichts ab; seine Polarisation entspricht der des einfallenden Lichts – insbesondere bei zirkularer Polarisation, die bei Reflexion das Vorzeichen wechselt –, und die Breite des Konus ist im Gegensatz zu einem *speckle* nicht umgekehrt proportional zur Breite der lichtemittierenden Fläche, sondern proportional zu  $1/l^*$  der Probe.

Im Folgenden sollen der Einfachheit halber vorerst skalare Wellen betrachtet werden, mit denen ein Teil der Physik des Konus angemessen beschrieben werden kann. Im anschließenden Kapitel über den Einfluss der Polarisation wird dann auf Vektorwellen eingegangen.

Der Konus kommt dadurch zustande, dass in exakter Rückrichtung ( $\vec{k}_{\text{aus}} = -\vec{k}_{\text{ein}}$ ) Lichtpfade, die vorwärts ( $\otimes$ ) und rückwärts ( $\odot$ ) durchlaufen werden, genau gleich lang sind und folglich konstruktiv miteinander interferieren können, sofern der Lichtpfad innerhalb der Kohärenzfläche des einfallenden Lichts endet. Abseits der genauen Rückrichtung erfahren Hin- und Rückrichtung eine relative Phasenverschiebung von  $\vec{q}_r \cdot \vec{r}$  (s. Abb. 2.2). Dabei ist  $\vec{q}_r := \vec{k}_{\text{aus}} - (-\vec{k}_{\text{ein}})$  und  $\vec{r}$  derjenige Vektor, der Anfangs- und Endpunkt eines Lichtpfades miteinander verbindet. Die zu einem Lichtpfad gehörige Intensität oszilliert also mit dem Winkel zwischen  $\vec{k}_{\text{aus}}$  und  $\vec{k}_{\text{ein}}$ , dem Rückstreuwinkel  $\theta_r$ . Betrachtet man nun alle möglichen Lichtpfade, so ist zu beachten, dass jedem von diesen ein anderer Distanzvektor  $\vec{r}$  zugeordnet ist: Da die Breite der Oszillationen umgekehrt proportional zu  $r$  ist, ergibt sich die Gesamtintensität aus einer Überlagerung all dieser Oszillationen unterschiedlicher Periode (s. Abb. 2.3). Für große Winkel überlagern sich viele Minima und Maxima und mitteln sich zur Intensität des Lambertschen Gesetzes heraus. Bei  $\theta_r = 0$  hingegen haben *alle* Oszillationen ein Maximum, die Summation dieser Maxima liefert den Konus. Die Überhöhung auf

## 2.2 Entstehung des Konus der kohärenten Rückstreuung

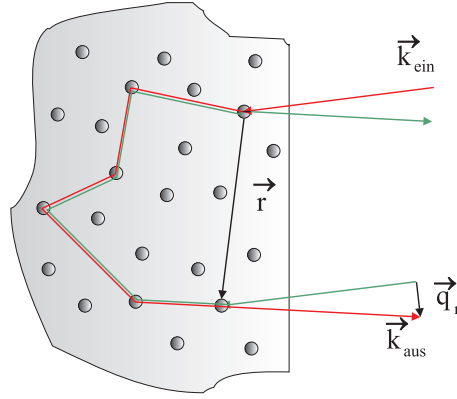


Abbildung 2.2: Entstehung des Konus: Wird das Licht in exakter Rückrichtung detektiert, gilt also  $\vec{k}_{\text{aus}} = -\vec{k}_{\text{ein}}$ , haben der rote und der grüne Lichtpfad exakt die gleiche Länge und können konstruktiv interferieren. Abseits der Rückrichtung ergibt sich eine Phasenverschiebung  $\vec{k}_{\text{aus}} \cdot \vec{r} - (-\vec{k}_{\text{ein}}) \cdot \vec{r}$ .

Grund der kohärenten Rückstreuung (CBE<sup>2</sup>) ergibt sich aus dem Verhältnis von kohärenter zu nicht-kohärenter Summation der Amplituden  $e_{\otimes}$  und  $e_{\odot}$  von Hin- und Rückrichtung eines Lichtpfades:

$$\text{CBE}(\vec{q}_r, \vec{r}) := \frac{|e_{\otimes} + e_{\odot}|^2}{|e_{\otimes}|^2 + |e_{\odot}|^2} = 1 + \cos(\vec{q}_r \cdot \vec{r}). \quad (2.11)$$

Nimmt man ungefähr senkrechten Einfall,  $q_r \ll k_{\text{ein}}$  und  $\vec{r}$  in der  $x, y$ -Ebene senkrecht zur Einfallswegrichtung an (vgl. Abb. 2.4), ergibt sich eine Weglängendifferenz zwischen Hin- und Rückrichtung von  $\Delta s = r_{xy} \sin \theta_r \approx r_{xy} \theta_r$ , entsprechend einer Phasendifferenz von  $k_{\text{ein}} \theta_r r_{xy} \approx q_r r_{xy}$ . Durch Integration über die radiale Intensitätsverteilung  $I(\vec{r}_{xy})$  und alle auftretenden Distanzvektoren erhält man die Gesamtüberhöhung [11]

$$\text{CBE}(\vec{q}_r) = 1 + \frac{1}{I_{\text{VS}} + I_{\text{ES}}} \int_{r_{xy} \approx \lambda}^{\infty} I(\vec{r}_{xy}) \cos(\vec{q}_r \cdot \vec{r}_{xy}) d\vec{r}_{xy}, \quad (2.12)$$

wobei

$$I_{\text{VS}} = \int_{r_{xy} \approx \lambda}^{\infty} I(\vec{r}_{xy}) d\vec{r}_{xy} \quad \text{und} \quad I_{\text{ES}} = \int_{r_{xy}=0}^{\approx \lambda} I(\vec{r}_{xy}) d\vec{r}_{xy} \quad (2.13)$$

die inkohärente Intensität der Vielfach- bzw. Einfachstreuung ist. Die Integralgrenzen sind so gewählt, da ein vielfachgestreuter Pfad nur mit sehr geringer Wahrscheinlichkeit wieder an einem Punkt endet, der weniger als die Wellenlänge

<sup>2</sup>coherent backscattering enhancement

## 2 Kohärente Rückstreuung

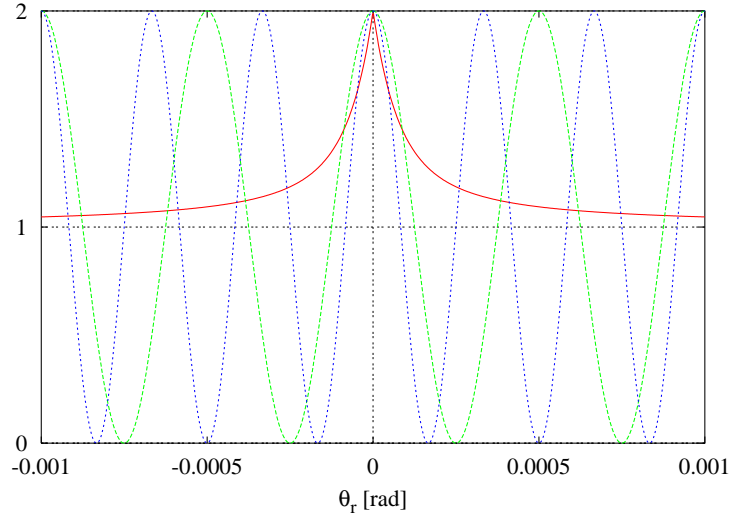


Abbildung 2.3: Gestrichelte Kurven: Die zu einem Lichtpfad gehörende Intensität oszilliert in Abhängigkeit des Rückstreuwinkels  $\theta_r \approx \frac{\lambda}{2\pi} q_r$ . Die Breite der Oszillationen ist umgekehrt proportional zu  $r$ , dem Abstand zwischen Anfangs- und Endpunkt des Lichtpfades. Hier ist  $r = 1$  mm (grüne Kurve) bzw.  $r = 1.5$  mm (blau) gewählt ( $\lambda = 500$  nm). Die durchgezogene Kurve zeigt einen aus Gl. 2.16 ermittelten Konus, wobei  $l^* = 500 \mu\text{m}$  und  $\gamma = 0.7$ .

des Lichts vom Anfangspunkt entfernt ist. Solche Pfade werden deshalb der Einfachstreuung zugerechnet, die nicht zum Konus beiträgt und deren Anteil das Maximum des Konus bestimmt:

$$\text{CBE}_{q_r=0} = 1 + \frac{I_{\text{VS}}}{I_{\text{VS}} + I_{\text{ES}}} =: 1 + C_0. \quad (2.14)$$

Der Konus ist nach Gleichung 2.12 also die Fourier-Transformierte der radialen Intensitätsverteilung. Im Diffusionslimes erhält man [11]

$$\text{CBE}(\vec{q}_r) = 1 + C_0 \int_{s>0}^{\infty} p(s) e^{-\frac{1}{3} s l^* q_r^2} ds. \quad (2.15)$$

$p(s)$  ist die normierte Pfadlängenverteilung. Mit den gemachten Annahmen hängt der Konus also nur von  $|q_r|$  ab und ist somit rotationssymmetrisch um den einfallenden Wellenvektor<sup>3</sup>. Innerhalb der Diffusionsnäherung fanden Akkermans et al. [17]:

$$\text{CBE}(\vec{q}_r) = 1 + C_0 \frac{1 - e^{-2(1+\gamma)l^*|q_r|}}{2(1+\gamma)l^*|q_r|}. \quad (2.16)$$

<sup>3</sup>Dies ist für linear polarisiertes Licht nicht ganz korrekt, soll aber im Folgenden keine Rolle spielen, da sämtliche Experimente mit zirkular polarisiertem Licht durchgeführt wurden.

## 2.2 Entstehung des Konus der kohärenten Rückstreuung

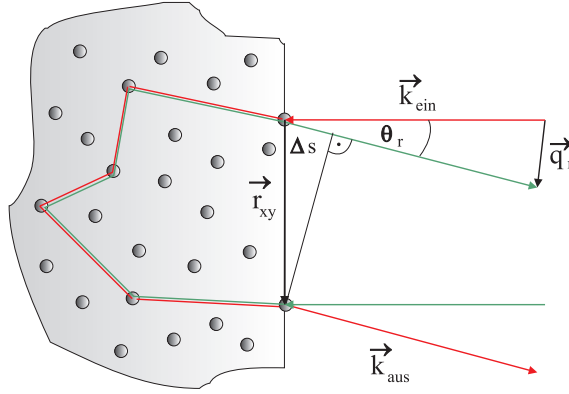


Abbildung 2.4: Vereinfachte Version von Abb. 2.2: Senkrechter Lichteinfall und  $\vec{r}$  in der Ebene senkrecht zum einfallenden Wellenvektor.

Die Größe  $\gamma$  tritt auf Grund von Grenzflächenbetrachtungen auf und beschreibt die mittlere Eindringtiefe des ersten Schritts durch eine offene oder absorbierende Fläche in Einheiten von  $l^*$  [17, 18]. Für kleine Werte von  $q_r$  ergibt sich aus Gleichung 2.16 eine dreiecksförmige Konusspitze mit einer Steigung proportional zu  $l^*$ :

$$\text{CBE}(\vec{q}_r) = 1 + C_0 - C_0(1 + \gamma)|q_r|l^* + O[q_r]^2. \quad (2.17)$$

Die Halbwertsbreite des Konus berechnet sich zu  $\Delta q_{1/2} \approx 1/l^*$  beziehungsweise  $\Delta\theta_{1/2} \approx \lambda/2\pi l^*$ .

Absorption führt zu einer Abschneidelänge  $l_a$  der Lichtpfade, die man mittels eines Faktors  $\exp(-s/l_a)$  in Gleichung 2.15 hinzufügt, was äquivalent zu einer Ersetzung

$$q_r^2 \rightarrow q_r^2 + \frac{3}{l^*l_a} \quad (2.18)$$

ist. Die Pfadlängenverteilung  $p(s)$  muss dabei neu normiert werden, da auch der inkohärente Untergrund von der Absorption betroffen ist. Mit  $\gamma = 0.7$  folgt

$$\text{CBE}(\vec{q}_r) \approx 1 + C_0 \frac{3.4l^* \sqrt{3/l^*l_a}}{1 - e^{-3.4l^* \sqrt{3/l^*l_a}}} \cdot \frac{1 - e^{-3.4l^* \sqrt{q_r^2 + 3/l^*l_a}}}{3.4l^* \sqrt{q_r^2 + 3/l^*l_a}}. \quad (2.19)$$

Da gerade die langen Pfade in schmalen Oszillationen resultieren (s. Abb. 2.3), wird von der Absorption in erster Linie die Spitze des Konus abgerundet. Seine Höhe bleibt unverändert, da beide Pfadrichtungen durch die Absorption gleichermaßen betroffen sind<sup>4</sup>. In Abbildung 2.5 sind Konen mit verschiedener Absorptionslänge  $l_a$  zu sehen, Abbildung 2.6 zeigt eine Messung des Konus an Teflon, in

<sup>4</sup>Dies trifft nicht zu, falls sich  $C_0$  auf Grund der Absorption ändert, wenn also das Verhältnis von Vielfach- zu Einfachstreuung variiert.

## 2 Kohärente Rückstreuung

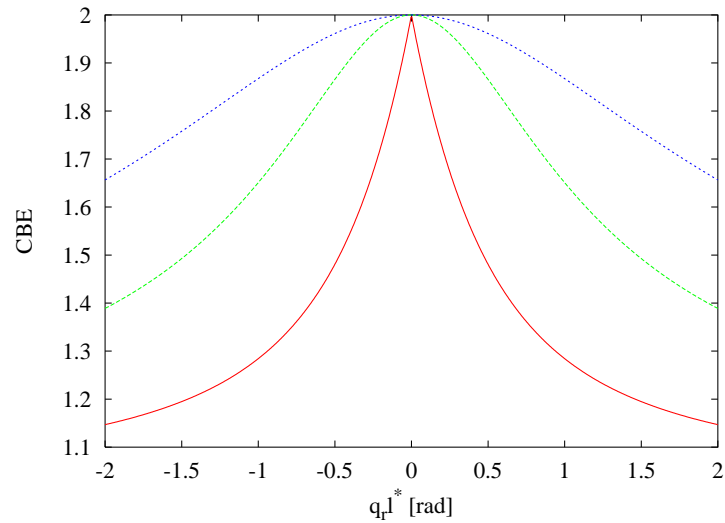


Abbildung 2.5: Gestrichelte Kurven: Konus der kohärenten Rückstreuung unter dem Einfluss von Absorption gemäß Gleichung 2.19 für  $l_a = l^*$  (blaue Kurve) bzw.  $l_a = 5l^*$  (grün). Die rote Kurve zeigt einen Konus ohne Absorption.

der die dreiecksförmige Spitze deutlich zu sehen ist. Da der Konus im allgemeinen rotationssymmetrisch ist, wurde an dem aufgenommenen Bild eine Winkelmitteilung durchgeführt.

Es soll noch einmal betont werden, dass die oben verwendete Diffusionsnäherung die Realität nicht korrekt beschreiben kann, da in Rückstreugeometrie immer auch kurze Pfade zur Streuung beitragen, für die die Diffusionsnäherung nicht gilt. Da für die Form der Spitze hauptsächlich lange Pfade eine Rolle spielen, ist Gleichung 2.19 für diese ganz verlässlich, die äußeren Bereiche des Konus werden dagegen nur mangelhaft durch sie beschrieben. Für genaue quantitative Analysen müssen deshalb Simulationen herangezogen werden.

## 2.3 Einfluss der Polarisation

Bis jetzt wurden lediglich skalare Wellen betrachtet. Lichtpfade können aber nur dann konstruktiv interferieren, wenn ihre Polarisationszustände korreliert sind. In diesem Kapitel soll die Polarisation miteinbezogen werden.

Dazu betrachtet man ein lokales Koordinatensystem, dessen  $z$ -Achse immer in Richtung der momentanen Lichtpropagation zeigt. Der  $i$ -te Streuprozess wird mittels der Streumatrix  $S_i$  beschrieben, die anschließende Transformation des Koordinatensystems auf die neue Streuebene geschieht mittels der Drehmatrix

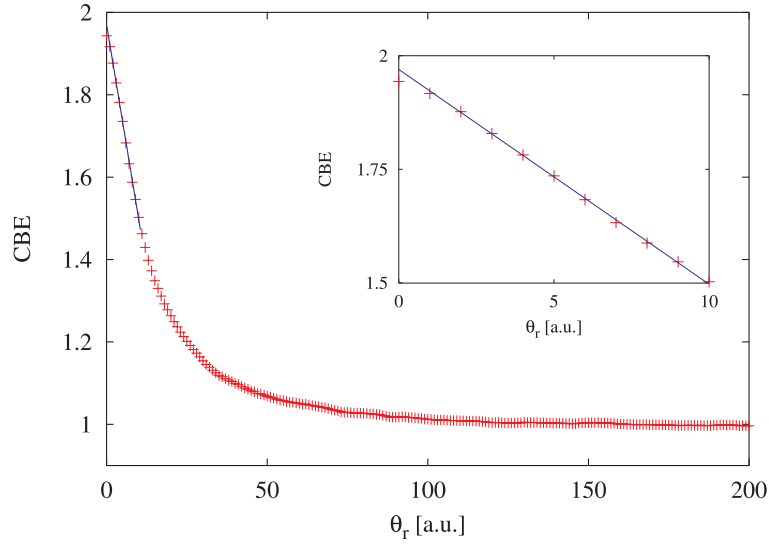


Abbildung 2.6: Gemessener Konus von Teflon nach Winkelmittelung: Die Spitze wurde mit einer Geraden angefitet, um deren Dreiecksform zu veranschaulichen.

$D_i$ <sup>5</sup>. Ein Lichtpfad mit  $n$  Streuprozessen wird dann durch die  $2 \times 2$ -Matrix

$$M = D_n S_n \dots D_2 S_2 D_1 S_1 \quad (2.20)$$

repräsentiert. Im Falle von Mie-Streuern sind die  $S_i$  diagonal und abhängig vom Streuwinkel  $\theta_i$  [15], für Rayleigh-Streuung reell und proportional zu  $\begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & \cos \theta_i \end{pmatrix}$ . Auf Grund des Reziprozitätstheorems [20] gilt für obige einen Lichtpfad beschreibende Matrix allgemein

$$M_{\odot} = M_{\otimes}^T. \quad (2.21)$$

Die Bedeutung dieses Theorems macht man sich klar, wenn man die Amplituden  $e_{\otimes} = \vec{A} M_{\otimes} \vec{P}$  und  $e_{\odot} = \vec{A} M_{\odot} \vec{P} = \vec{A} M_{\otimes}^T \vec{P}$  eines Lichtpfades für Hin- und Rückrichtung unter Berücksichtigung korrelierter Polarisationszustände berech-

---

<sup>5</sup>Letzteres ist notwendig, da die Streumatrix auf einen Polarisationszustand  $\begin{pmatrix} E_{\perp} \\ E_{\parallel} \end{pmatrix}$  wirkt, wo  $\perp$  und  $\parallel$  senkrecht bzw. parallel *bezüglich der Streuebene* meint.

## 2 Kohärente Rückstreuung

net<sup>6</sup>. Für eine allgemeine Matrix  $M_{\otimes} = \begin{pmatrix} a & b \\ c & d \end{pmatrix}$  ergibt sich:

$$\vec{A} = \vec{P} = \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} \Rightarrow e_{\otimes} = a = e_{\odot} \quad (2.22)$$

$$\vec{A} = \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} \quad \text{und} \quad \vec{P} = \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix} \Rightarrow e_{\otimes} = b \quad \text{und} \quad e_{\odot} = c. \quad (2.23)$$

Sind also einfallende und detektierte Polarisation gleich, sind die Amplituden von Hin- und Rückrichtung identisch; die Ausführungen im vorigen Kapitel zu skalaren Wellen bleiben gültig.

Für orthogonale Polarisationszustände hingegen liefert das Reziprozitätstheorem nur dann dieselben Amplituden, wenn  $M$  symmetrisch ist. Dies ist im allgemeinen nicht der Fall, tritt aber zum Beispiel bei Lichtpfaden auf, die komplett innerhalb einer Ebene verlaufen. Dennoch kann auch im gekreuzten Kanal ein Konus auftreten, dessen Höhe davon abhängt, wieviel Licht über Pfade mit symmetrischer Matrix  $M$  in einen Zustand entgegengesetzter Polarisation gestreut wird. Die Symmetrie nimmt in der Regel mit der Pfadlänge ab, so dass im gekreuzten Kanal nur kurze Pfade zum Konus beitragen, was diesen verbreitert.

Lenke hat in [11] eine Beziehung zwischen der Überhöhung des Konus in den gekreuzten Kanälen und dem Grad der Depolarisation abgeleitet. Seien

$$P_1 = \frac{I_{\text{ink}}^{xx} - I_{\text{ink}}^{xy}}{I_{\text{ink}}^{xx} + I_{\text{ink}}^{xy}} \quad \text{und} \quad P_z = \frac{I_{\text{ink}}^{++} - I_{\text{ink}}^{+-}}{I_{\text{ink}}^{++} + I_{\text{ink}}^{+-}} \quad (2.24)$$

der Grad der linearen bzw. zirkularen Polarisation nach der Vielfachstreuung, wobei  $I_{\text{ink}}$  die mittleren inkohärenten gestreuten Intensitäten sind, die in den parallelen ( $xx$  für lineare,  $++$  für zirkulare Polarisation) bzw. gekreuzten ( $xy$  für lineare,  $+-$  für zirkulare Polarisation) Polarisationszuständen bezüglich der einfallenden Polarisation detektiert werden. Dann ist die Überhöhung des Konus in exakter Rückrichtung im Falle gekreuzter Kanäle für rotationssymmetrische Proben gegeben durch<sup>7</sup>

$$C^{\pm} = \left. \frac{2P_1}{1 - P_z} \right|_{\text{VS}} \quad (2.25)$$

$$C^{xy} = \left. \frac{P_z + P_1}{1 - P_1} \right|_{\text{VS}}. \quad (2.26)$$

In dieser Arbeit wurden jedoch lediglich Konen mit zirkular paralleler Polarisation ( $++$ ) gemessen<sup>8</sup>. In diesem Fall unterdrückt man die Einfachstreuung, die zu einem Polarisationswechsel führt; idealerweise sollte gelten:  $\text{CBE}^{++} = 2$ .

<sup>6</sup> $\vec{A}$  und  $\vec{P}$  stehen für die Polarisationszustände von Analysator und Polarisator.

<sup>7</sup>Der Index „VS“ soll darauf hinweisen, dass nur Vielfachstreuung betrachtet wurde.

<sup>8</sup>Sofern nicht anders vermerkt, ist also immer  $\text{CBE}^{++}$  gemeint.

### 3 Einfluss des Faraday-Effekts

Der Konus der kohärenten Rückstreuung kann nur durch inelastische Streuung, relativistische Effekte und magneto-optische Faraday-Rotation zerstört werden [7, 23]. Letzteres soll in diesem Kapitel ausführlich behandelt werden.

Unter dem Faraday-Effekt versteht man die magnetisch induzierte zirkulare Doppelbrechung, also eine Differenz des Brechungsindex für die beiden Zustände zirkularer Polarisation von Licht, das sich parallel zu einem magnetischen Feld ausbreitet. Dies führt zu einer Phasenverschiebung

$$\alpha = \sigma V \vec{B} \vec{r} \quad (3.1)$$

von zirkularem Licht der Händigkeit  $\sigma = \pm 1$ , das in einem Magnetfeld  $\vec{B}$  die Distanz  $\vec{r}$  zurücklegt<sup>1</sup>.  $V$  ist die materialspezifische Verdetkonstante. Je nach deren Vorzeichen unterscheidet man zwischen dem diamagnetischen ( $V > 0$ ) und dem paramagnetischen ( $V < 0$ ) Faraday-Effekt. Eine detaillierte Beschreibung findet man beispielsweise in [24, 25].

Bezogen auf die Ausbreitungsrichtung des Lichts hat  $\alpha$  für entgegengesetzte Laufrichtung ein unterschiedliches Vorzeichen. Innerhalb ein und desselben Koordinatensystems dagegen (dies entspricht der obigen Notation des Reziprozitätstheorems in Gleichung 2.21) erfahren beide Laufrichtungen dieselbe Phasenverschiebung. Das heißt: Die die Faraday-Rotation beschreibenden Streumatrizen in einem vielfachgestreuten Lichtpfad sind für Hin- und Rückrichtung desselben Pfades identisch, anstatt durch Transposition ineinander überzugehen. Damit wird die Matrix  $M$  in Gleichung 2.20 ein Produkt aus symmetrischen und identischen Matrizen, für das das Reziprozitätstheorem im allgemeinen nicht mehr gilt, was dazu führen kann – aber nicht muss –, dass der Konus zerstört wird.

Warum das Reziprozitätstheorem bei Auftreten von Faraday-Rotation seine Gültigkeit verliert, lässt sich anschaulich aus der Tatsache ersehen, dass sich mit Hilfe eines faradayaktiven Materials eine optische Diode konstruieren lässt und die Symmetrie eines Lichtpfades bezüglich Hin- und Rückrichtung demnach gebrochen ist.

---

<sup>1</sup>Im Falle linearer Polarisation führt der Faraday-Effekt zu einer Drehung der Polarisationsrichtung.

### 3 Einfluss des Faraday-Effekts

Da der Faraday-Effekt je nach Vorliegen von zirkular oder linear polarisiertem Licht auf die Phase bzw. Amplitude wirken kann, sollen im Folgenden zuerst verschiedene simplifizierte Modelle vorgestellt werden, die jeweils bestimmte Phänomene gut beschreiben, bevor in Kapitel 3.4 die unterschiedlichen Einflüsse kombiniert werden sollen. Dabei wird jeweils angenommen, dass Streuprozess und Faraday-Rotation voneinander unabhängig sind. Diese Annahme wird erst in Kapitel 3.5 fallengelassen.

## 3.1 Skalare Wellen: Einfluss auf die Phase

In einem ersten Zugang soll vereinfachend angenommen werden, dass das Licht zirkular polarisiert ist und auch nach einem Streuprozess diesen Zustand komplett beibehält (dies entspricht einer skalaren Welle wie in Kapitel 2.2). Auf der Strecke  $\Delta\vec{r}_i$  zwischen zwei Streuprozessen erfährt die Welle eine Phasenverschiebung  $\Delta\alpha_i = \sigma V\vec{B}\Delta\vec{r}_i$ , die Gesamtphasenverschiebung entlang eines Lichtpfades beträgt

$$\alpha_{\text{FR}} = \sum \Delta\alpha_i = \sigma V\vec{B} \sum \Delta\vec{r}_i = \sigma V\vec{B}\vec{r}, \quad (3.2)$$

wo  $\vec{r}$  der Distanzvektor vom Anfangs- zum Endpunkt des Lichtpfades ist. In umgekehrter Richtung hat  $\alpha_{\text{FR}}$  das entgegengesetzte Vorzeichen, so dass die Faraday-Rotation eine relative Phasenverschiebung zwischen Hin- und Rückrichtung eines Lichtpfades von  $2\alpha_{\text{FR}}$  bewirkt, die der Phasenverschiebung  $\vec{q}_r \cdot \vec{r}$  in Gleichung 2.12<sup>2</sup> hinzugefügt werden muss, das heißt:

$$\vec{q}_r \rightarrow \vec{q}_r + 2\sigma V\vec{B}. \quad (3.3)$$

In der Näherung für skalare Wellen wird also der Konus aus der exakten Rückrichtung verschoben, falls das Magnetfeld nicht parallel zum einfallenden Licht verläuft.

## 3.2 Einbeziehung der Depolarisation

Die zirkulare Polarisation des Lichts bleibt unter dem Einfluss von Vielfachstreuung im Mittel nur über die Depolarisationslänge  $l_{\text{zp}}$  erhalten. Die Wirkung der Depolarisation lässt sich näherungsweise dadurch beschreiben, dass sich jeweils nach einer Distanz  $l_{\text{zp}}$  rechts- bzw. linkszirkulare Polarisation mit gleicher Wahrscheinlichkeit einstellt [7]. Da sich mit jedem Helizitätswechsel das Vorzeichen der faradayinduzierten Phasenverschiebung ändert, muss man den Lichtpfad in

---

<sup>2</sup> $\vec{r}$  soll auch hier in der Probenoberfläche liegen.

### 3.2 Einbeziehung der Depolarisation

lauter Segmente der ungefähren Länge  $l_{zp}$  (entsprechend  $n_p$  Streuprozessen) zerlegen [12]:

$$\alpha_{\text{FR}} = \sum_{\{n_p\}} \left( \pm \sum_{i=1}^{n_p} \Delta\alpha_i \right) = \sum_{\{n_p\}} \left( \pm \sum_{i=1}^{n_p} V\vec{B}\Delta\vec{r}_i \right). \quad (3.4)$$

Auf Grund der zufälligen Helizitätswechsel sind  $\alpha_{\text{FR}}$  und die Phasenverschiebung  $\vec{q}_r \cdot \vec{r}$  aus Gleichung 2.12 nun nicht mehr miteinander korreliert und mit  $\cos(\vec{q}_r \cdot \vec{r} + 2\alpha_{\text{FR}}) = \cos(\vec{q}_r \cdot \vec{r}) \cos(2\alpha_{\text{FR}}) - \sin(\vec{q}_r \cdot \vec{r}) \sin(2\alpha_{\text{FR}})$  erhält man im Mittel über alle Pfadkonfigurationen der Länge  $s$ :

$$\langle \cos(\vec{q}_r \cdot \vec{r} + 2\alpha_{\text{FR}}) \rangle = \langle \cos(\vec{q}_r \cdot \vec{r}) \rangle \langle \cos(2\alpha_{\text{FR}}) \rangle. \quad (3.5)$$

Der Sinusterm fällt wegen  $\langle \alpha_{\text{FR}} \rangle = 0$  heraus. Nimmt man einen *random walk* von  $\alpha_{\text{FR}}$  mit Schrittlänge  $V\vec{B}\Delta\vec{r}_{\text{FR}}$  an, wobei  $\langle \Delta\vec{r}_{\text{FR}} \rangle = l_{\text{FR}}^*$ , so erhält man in Analogie zu dem Exponentialterm in Gleichung 2.15 einen weiteren Faktor  $\exp[-\frac{1}{3}s l_{\text{FR}}^* (2VB)^2]$  [12]. Damit wird Gleichung 2.15 zu

$$\text{CBE}(\vec{q}_r) = 1 + C_0 \int_{s>0}^{\infty} p(s) e^{-\frac{1}{3}s l^* (q_r^2 + q_{\text{FR}}^2)} ds, \quad (3.6)$$

wobei

$$q_{\text{FR}}^2 = \frac{l_{\text{FR}}^*}{l^*} (2VB)^2. \quad (3.7)$$

Der Faraday-Effekt bewirkt demnach eine Formänderung des Konus gemäß der Ersetzung

$$q_r^2 \rightarrow q_r^2 + q_{\text{FR}}^2, \quad (3.8)$$

was einer Abrundung ähnlich derjenigen bei Absorption entspricht (vgl. Gl. 2.18). Im Gegensatz zur Absorption wird hier aber der inkohärente Untergrund nicht beeinflusst, die Pfadlängenverteilung  $p(s)$  also nicht neu normiert; folglich bricht der Konus ein.

Die mittlere Verrückung des *random walk* wurde oben mit  $\Delta r_{\text{FR}} = l_{\text{FR}}^*$  angegeben. Vernachlässigt man, wie bisher getan, Korrelationen zwischen der Wirkung des Faraday-Effekts und des Streuprozesses, so gilt prinzipiell  $l_{\text{FR}}^* = l^*$ . Das sieht man ein, wenn man sich klarmacht, dass das Licht zwar – im Mittel – seine Polarisation über eine Pfadlänge  $l_{zp}$  beibehält, auf dieser Strecke aber in der Regel mehrfach seine Ausbreitungsrichtung verändert und sich also effektiv eine viel kleinere Distanz tatsächlich in eine Richtung bewegt. Für die Wirkung der Faraday-Rotation ist aber gerade diese effektive Distanz von Bedeutung, da sich ihre Wirkung auf den übrigen oder tatsächlichen Teilstrecken teilweise aufhebt. Diejenige Distanz aber, entlang derer das Licht seine ursprüngliche Ausbreitungsrichtung verliert, ist gerade die mittlere freie Transportweglänge  $l^*$  (vgl. S. 5). In Kapitel 3.5 wird man sehen, dass Miteinbeziehung der erwähnten Korrelationen tatsächlich zu einer anderen charakteristischen Korrelationslänge führt.

### 3 Einfluss des Faraday-Effekts

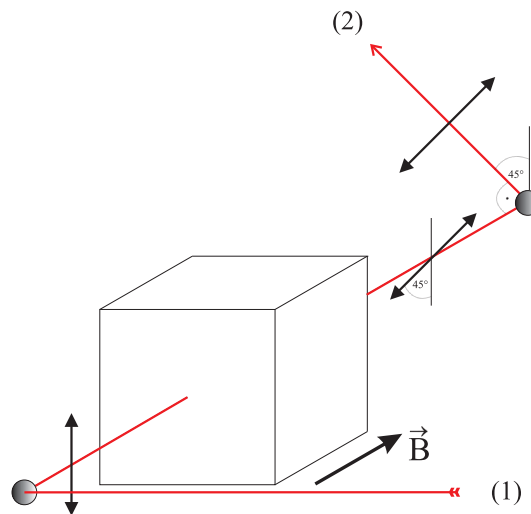


Abbildung 3.1: Optische Diode aus einem faradayaktiven Material, das die Polarisation um genau 45 Grad dreht, und zwei Rayleigh-Streuer, an denen das Licht (innerhalb der Streuebene) jeweils um 90 Grad gestreut wird: Der skizzierte Lichtweg ist möglich, in umgekehrter Richtung ist das Licht jedoch nach Durchgang durch das faradayaktive Material in der Streuebene polarisiert und kann deshalb nicht senkrecht gestreut werden.

## 3.3 Lineare Polarisation: Einfluss auf die Amplitude

Die Achse der Polarisation linear polarisierten Lichts wird durch den Faraday-Effekt gedreht, was dazu führen kann, dass sich die Absolutwerte der Amplituden  $e_{\otimes}$  und  $e_{\odot}$  (Hin- und Rückrichtung eines Lichtpfades beschreibend) unterscheiden. Das lässt sich anschaulich aus der Tatsache ersehen, dass sich mit Hilfe eines faradayaktiven Materials eine optische Diode konstruieren lässt, in der die beiden üblichen, um  $45^\circ$  gegeneinander verdrehten Polarisatoren durch Rayleigh-Streuer ersetzt sind (s. Abb. 3.1): Licht, das im rechten Winkel gestreut wird, ist senkrecht zur Streuebene linear polarisiert, nach Durchgang durch das faradayaktive Material um  $45^\circ$  dazu gedreht. An einem zweiten Streuer ist Streuung in eine Richtung senkrecht zu Ausbreitungsrichtung und Polarisation möglich. In umgekehrter Richtung ist das Licht nach Durchgang durch das faradayaktive Material so polarisiert, dass keine Streuung in Richtung der Position (1) möglich ist, das Licht kann diese Anordnung also nur in einer Richtung durchlaufen.

Natürlich erzeugt eine willkürliche Anordnung von Rayleigh-Partikeln in einem vielfachstreuenden Medium keine perfekte optische Diode, aber der gerade vorgestellte Mechanismus kann dazu führen, dass Hin- und Rückrichtung eines

Lichtpfades unterschiedlich stark gewichtet sind, was die Überhöhung des Konus abschwächt. Im nächsten Kapitel soll diese Wirkung auf die Amplitude mit dem oben beschriebenen Modell kombiniert werden.

### 3.4 Einfluss auf Phase und Amplitude

Kombiniert man die unterschiedlichen Einflüsse auf Phase und Amplitude, so erhält man anstatt Gleichung 2.12 [12]

$$\text{CBE}(\vec{q}_r, V\vec{B}) = 1 + \frac{1}{I_{VS} + I_{ES}} \int I(\vec{r}) \frac{2|e_{\otimes}||e_{\odot}|}{|e_{\otimes}|^2 + |e_{\odot}|^2} \cos(\vec{q}_r \cdot \vec{r} + 2\alpha_{FR}) d\vec{r}. \quad (3.9)$$

Der Bruch des Integranden beschreibt den Einfluss auf die Amplitude, der daher rührt, dass die Absolutwerte von  $e_{\otimes} = |e_{\otimes}|e^{i(\varphi + \alpha_{FR})}$  und  $e_{\odot} = |e_{\odot}|e^{i(\varphi - \alpha_{FR})}$  für einen Pfad nicht mehr identisch sein müssen. Mit derselben Ersetzung des Kosinus wie in Gleichung 3.5<sup>3</sup> folgt<sup>4</sup>:

$$\text{CBE}(\vec{q}_r, V\vec{B}) \approx 1 + \frac{1}{I_{VS} + I_{ES}} \int I(\vec{r}) \underbrace{\frac{2\Re[e_{\otimes}\bar{e}_{\odot}]}{|e_{\otimes}|^2 + |e_{\odot}|^2}}_{=:C(V\vec{B}, \mathbf{s})} \cos(\vec{q}_r \cdot \vec{r}) d\vec{r}. \quad (3.10)$$

Der Ausdruck  $C(V\vec{B}, \mathbf{s})$  drückt die Kohärenz in exakter Rückrichtung zwischen Hin- und Rückweg in Abhängigkeit der Faraday-Rotation und des Pfades  $\mathbf{s}$  aus und wurde in [12] für die unterschiedlichen Kombinationen einfallender und detektierter Polarisation berechnet. Für  $n$  unabhängige Streuprozesse und  $n$  unabhängige Phasenverschiebungen  $\Delta\alpha_i$  erhält man im Mittel über alle Pfadkombinationen einer Länge  $s$ <sup>5</sup>:

$$C(VB, s)^{++} = \langle \cos(2\Delta\alpha_i) \rangle^n \quad (3.11)$$

$$C(VB, s)^{xx} = \frac{P_1(s) + C(VB, s)^{++}}{1 + P_1(s) \cdot C(VB, s)^{++}} \quad (3.12)$$

$$C(VB, s)^{\pm} = \frac{2P_1(s)}{1 - P_z(s)} \quad (3.13)$$

$$C(VB, s)^{xy} = \frac{P_1(s) + P_z(s) \cdot C(VB, s)^{++}}{1 - P_1(s) \cdot C(VB, s)^{++}}. \quad (3.14)$$

Für kleine  $\Delta\alpha_i$  und/oder große  $n$  lässt sich zeigen, dass Gleichung 3.11 äquivalent zum Resultat des Kapitels 3.2 ist [12].

<sup>3</sup>Diese gilt im hier betrachteten allgemeinen Fall nur, falls  $\vec{B} \parallel \vec{k}_{\text{ein}}$ .

<sup>4</sup> $\Re$  bezeichnet den Realteil,  $\bar{\cdot}$  das komplex Konjugierte.

<sup>5</sup> $P_1$  und  $P_z$  wurden in Gleichung 2.24 definiert und beschreiben den Grad der Depolarisation.

### 3 Einfluss des Faraday-Effekts

Im Falle linearer Polarisation (Gl. 3.12) hängt das Einbrechen des Konus direkt damit zusammen, wie stark das Licht depolarisiert wird: Bleibt die Polarisation komplett erhalten, wird der Konus durch den Faraday-Effekt nicht beeinflusst<sup>6</sup>. Zudem sieht man, dass prinzipiell der Konus unter Einfluss der Faraday-Rotation im linear parallelen Kanal nicht durch die Ersetzung  $q_r^2 \rightarrow q_r^2 + q_{FR}^2$  beschrieben werden kann. Für lange Pfade ist das Licht jedoch praktisch vollkommen depolarisiert und damit gilt  $P_1 \approx 0$ . Damit ist  $C^{xx} \approx C^{++}$  und die Spitze des Konus (für die ja die langen Pfade entscheidend sind) verhält sich mehr oder weniger wie im zirkular parallelen Fall.

Existiert ein Konus im zirkular gekreuzten Kanal, wird dieser durch die Faraday-Rotation nicht beeinflusst, da  $C^\pm$  magnetfeldunabhängig ist. Das stimmt mit anderen theoretischen Analysen [7] und numerischen Simulationen [28] überein.

Es sei angemerkt, dass die Ausdrücke in Gleichung 3.12–3.14 über alle Pfadlängen integriert werden können und man für  $VB \rightarrow 0$  die Gleichungen 2.25 und 2.26 erhält.

## 3.5 Korrelationen zwischen Faraday-Rotation und Streuprozess

Bis jetzt wurden die Wirkung des Faraday-Effekts und die einzelnen Streuprozesse völlig unabhängig voneinander betrachtet, was sie jedoch nicht sind: Wenn beispielsweise zirkular polarisiertes Licht parallel zum Magnetfeld auf einen Rayleigh-Streuer fällt und in Rückrichtung gestreut wird, ändert sich zum einen die Helizität, zum anderen die Ausbreitungsrichtung bezogen auf das Magnetfeld. Die damit verbundenen Vorzeichenwechsel heben sich auf und die Faraday-Rotation wirkt auf das Licht in gleicher Weise wie vor dem Streuprozess, mit anderen Worten: Bezogen auf das Anwachsen der Phasenverschiebung  $\Delta\alpha_{FR}$  sind Reflexion und Vorwärtsstreuung identisch. Ganz allgemein gilt<sup>7</sup>: Ein Streuwinkel  $\theta$ , der mit einem Helizitätswechsel verbunden ist, ist äquivalent (im oben beschriebenen Sinne) zu einem Streuwinkel  $\theta - \pi$  bei gleichbleibender Helizität.

Lenke [12] schlug deshalb vor, einen *random walk* in einem sogenannten „Faraday-Raum“ zu betrachten, indem er die Helizität des Lichts beibehielt und anstatt eines jeden auftretenden Helizitätswechsels  $\theta$  durch  $\theta - \pi$  ersetzte. Natürlich entspricht ein Pfad innerhalb dieses „Faraday-Raums“ nicht mehr demjenigen im realen (Orts-)Raum; dementsprechend ändern sich die Streuamplitude und der differentielle Wirkungsquerschnitt. In der Ba-

---

<sup>6</sup>Das steht nicht im Widerspruch zu Gleichung 3.3, da hier  $\vec{B} \parallel \vec{k}_{\text{ein}}$  angenommen wurde, in Gleichung 3.3 dagegen nicht!

<sup>7</sup>Lineare Polarisation wird für dieses Vorgehen in ihre zirkularen Komponenten zerlegt.

### 3.5 Korrelationen zwischen Faraday-Rotation und Streuprozess

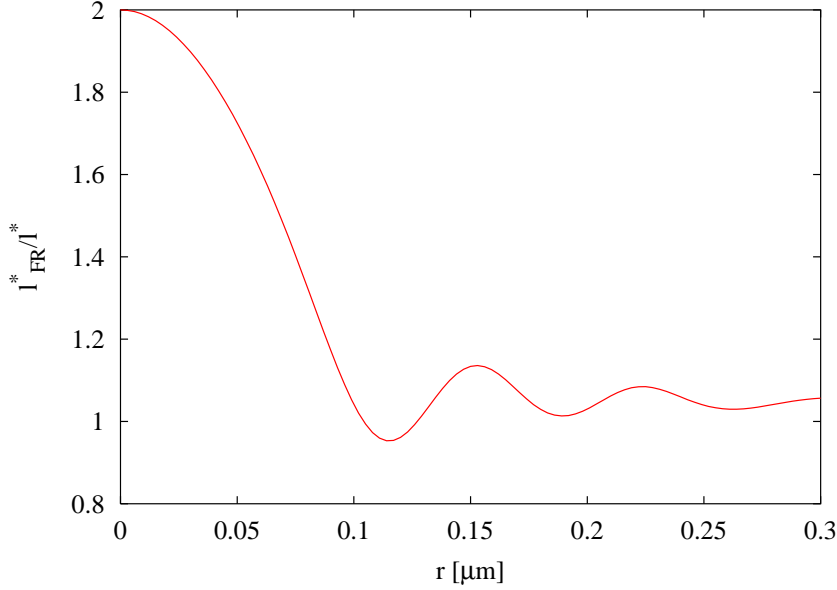


Abbildung 3.2:  $l_{\text{FR}}^*/l^*$  in Abhängigkeit des Teilchenradius für  $\lambda_{\text{H}_2\text{O}} = 342 \text{ nm}$  und einen relativen Brechungsindex von 1.19 (entsprechend etwa PS in Wasser). Numerische Rechnung [26].

sis zirkular polarisierten Lichts ist die Rayleigh-Streumatrix proportional zu  $\frac{1}{2} \begin{pmatrix} \cos^2(\theta/2) & \sin^2(\theta/2) \\ \sin^2(\theta/2) & \cos^2(\theta/2) \end{pmatrix}_{\pm}$  [15]. Sie wirkt etwa auf den Polarisationszustand  $(1, 0)_{\pm}$  so, dass in Richtung  $\theta$  gestreutes Licht mit einer Wahrscheinlichkeit proportional zu  $(\frac{1}{2} \cos^2(\theta/2))^2$  die Polarisation beibehält und mit einer Wahrscheinlichkeit proportional zu  $(\frac{1}{2} \sin^2(\theta/2))^2$  den Zustand  $(0, 1)_{\pm}$  annimmt. Nach dem oben Gesagten muss man in letzterem Term  $\theta$  durch  $\theta - \pi$  ersetzen und zu ersterem addieren, um die Wahrscheinlichkeit zu erhalten, dass im „Faraday-Raum“ Licht (gleichbleibender Helizität) in Richtung  $\theta$  gestreut wird. Die Streuamplitude im „Faraday-Raum“ ergibt sich damit zu  $\frac{1}{2}(\cos^2(\theta/2) + \sin^2([\theta - \pi]/2)) = \cos^2(\theta/2)$  und der differentielle Wirkungsquerschnitt zu

$$\sigma_{\text{FR}}(\theta) = \cos^4\left(\frac{\theta}{2}\right). \quad (3.15)$$

Mit diesem lässt sich analog zur Definition der mittleren freien Transportweglänge  $l^*$  (vgl. Gl. 2.5) nun eine Korrelationslänge

$$l_{\text{FR}}^* = \frac{l}{1 - \langle \cos \theta_{\text{FR}} \rangle} \quad (3.16)$$

im „Faraday-Raum“ definieren. Im Falle von Rayleigh-Streuung ist  $l_{\text{FR}}^* = 2l^*$  [12].

### 3 Einfluss des Faraday-Effekts

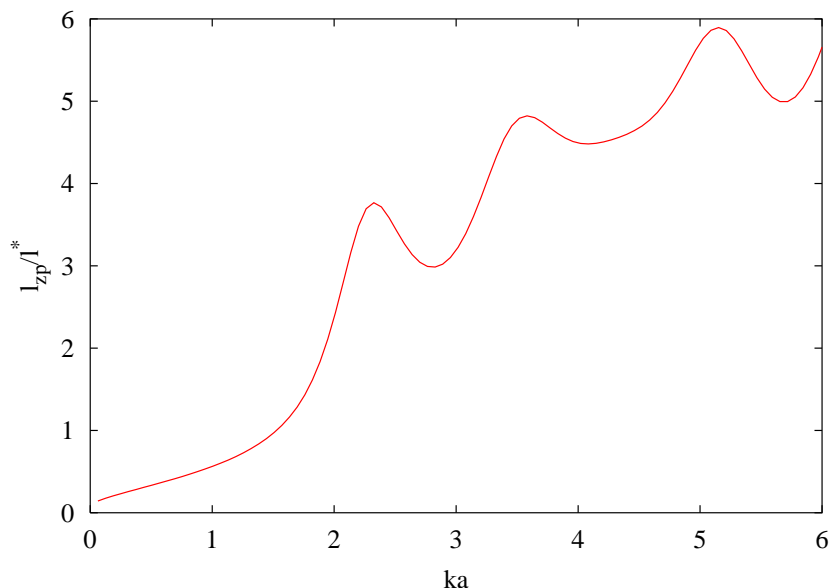


Abbildung 3.3: Die Depolarisationslänge  $l_{zp}/l^*$  in Abhängigkeit des *sizeparameter*  $ka$ . Numerische Rechnung [26].

Für Rayleigh-Gans-Debye-Streuung erhält man für den differentiellen Wirkungsquerschnitt  $\cos^4(\theta/2) \cdot (F[\theta] + F[\theta - \pi])/2$ , wo  $F[\theta]$  der Formfaktor ist [15]. Abbildung 3.2 zeigt  $l_{FR}^*$  in Abhängigkeit des Teilchenradius für Rayleigh-Gans-Debye-Streuung.

Innerhalb des „Faraday-Raums“ wird nach dem oben Gesagten der Polarisationszustand beibehalten. Die Faraday-Rotation bewirkt also entlang eines Lichtpfades eine Phasenverschiebung  $\alpha_{FR} = V\vec{B}\vec{r}_{FR}$ , wobei  $\vec{r}_{FR}$  der Distanzvektor zwischen Anfangs- und Endpunkt eines Lichtpfades im „Faraday-Raum“ ist. Die Amplitude wird in diesem Raum *nicht* beeinflusst. Die Kohärenz  $C(VB, s)_{FR}^{++}$  zwischen Hin- und Rückrichtung eines Pfades im Falle zirkular identischer Polarisation ergibt sich damit in Abhängigkeit des Faraday-Effekts zu [12]

$$C(VB, s)_{FR}^{++} = \int W(\vec{r}_{FR}) \cos(2V\vec{B}\vec{r}_{FR}) d\vec{r}(s). \quad (3.17)$$

$W(\vec{r}_{FR})$  beschreibt die Intensitätsverteilung um den Startpunkt eines *random walk* herum.

Lenke hat Gleichung 3.17 für einen simulierten *random walk* im „Faraday-Raum“ numerisch berechnet und mit  $C(V\vec{B}, s)$  aus Gleichung 3.10 für Monte-Carlo-Simulationen im „realen“ Raum verglichen und sehr gute Übereinstimmung festgestellt [12].

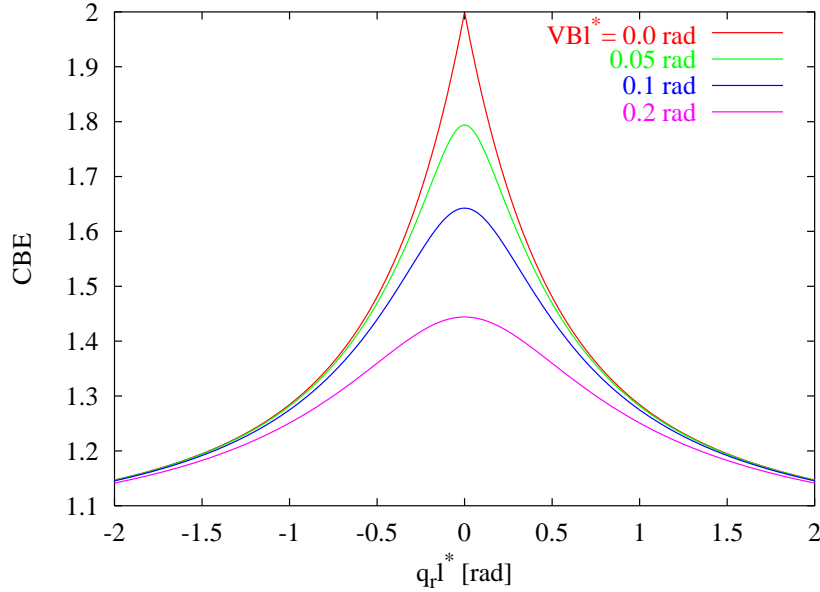


Abbildung 3.4: Der Einfluss des Faraday-Effekts auf den Konus im Fall von Rayleigh-Streuern. Die Kurven erhält man durch die Ersetzung  $q_r^2 \rightarrow q_r^2 + 2 \cdot (2VB)^2$ .

## 3.6 Zusammenfassung

Zusammenfassend lässt sich feststellen, dass für lange Lichtpfade der Einfluss des Faraday-Effekts auf die kohärente Rückstreuung eine Substitution  $q_r^2 \rightarrow q_r^2 + l_{\text{FR}}^*/l^* \cdot (2VB)^2$  bewirkt. Für Pfade hingegen, die kürzer als die Depolarisationslänge  $l_{\text{zp}}$  sind, besteht eine Korrelation zwischen  $\vec{q}_r \cdot \vec{r}$  und der faradayinduzierten Phasenverschiebung  $\alpha_{\text{FR}}$ . Diese führt, wie in Kapitel 3.1 für den Extremfall vollkommener Erhaltung der Polarisation dargelegt, zu einer Ersetzung gemäß  $\vec{q}_r \rightarrow \vec{q}_r + 2\sigma V\vec{B}$  und damit zu einer Verschiebung der Konusspitze aus der exakten Rückrichtung heraus. Es sei am Rande bemerkt, dass  $q_r \cdot \vec{r}$  und  $\alpha_{\text{FR}}$  um so stärker korreliert sind, je mehr sich die Trajektorien eines Lichtpfades im „Faraday-Raum“ und im realen Raum gleichen (im gerade erwähnten Extremfall sind beide identisch). Für kugelförmige Teilchen wächst  $l_{\text{zp}}$  im allgemeinen mit dem *sizeparameter* (vgl. Abb. 3.3), die Korrelationen sind also vor allem für große Streuer von Bedeutung.

Da für unterschiedliche Pfadlängen verschiedene Einflüsse eine Rolle spielen, dürfte es extrem schwierig sein, die komplette Konusform unter der Wirkung magnetischer Felder analytisch anzugeben. Diese wurde deshalb mit Hilfe von Monte-Carlo-Simulationen für verschiedene Polarisationszustände und Teilchengrößen im Falle des Feldes parallel sowie senkrecht zum einfallenden Wellenvektor

### 3 Einfluss des Faraday-Effekts

berechnet [12]. Die Ergebnisse stimmen qualitativ mit den in den vorigen Kapiteln gemachten Aussagen überein und wurden größtenteils experimentell bestätigt [12, 13, 27]<sup>8</sup>.

Für  $\vec{B} \parallel \vec{k}_{\text{ein}}$  und zirkulare Polarisation stimmen die simulierten Konen bis zu einer Faraday-Rotation von  $VBl^* \approx 0.3 \text{ rad}$  sehr gut mit denjenigen Kurven überein, die man durch die Substitution  $q_r^2 \rightarrow q_r^2 + l_{\text{FR}}^*/l^* \cdot (2VB)^2$  erhält, entsprechen also dem in Abbildung 3.4 gezeigten Verhalten. Insbesondere zeigen auch die Simulationen, dass der Einfluss des Faraday-Effekts auf die kohärente Rückstreuung für Rayleigh-Streuer größer ist als für Rayleigh-Gans-Debye-Streuer, entsprechend ihrer jeweiligen Werte für  $l_{\text{FR}}^*$ . Martinez & Maynard [28] erhielten dieses Ergebnis ebenfalls.

Dieser Effekt ist experimentell noch nicht bestätigt worden und sollte deshalb in dieser Diplomarbeit untersucht werden. Dabei beschränkte man sich der Einfachheit halber auf zirkulare Polarisation (wegen der nur sehr kurzen zur Verfügung stehenden Messzeit) und  $\vec{B} \parallel \vec{k}_{\text{ein}}$ . Im Folgenden ist, wenn nicht anders vermerkt, immer dieser Fall gemeint.

---

<sup>8</sup>Gerade hierfür sind Simulationen sehr gut geeignet, da experimentelle Parameter wie Probengrenzfläche oder Strahlprofil ohne weiteres miteinbezogen werden können.

## 4 Geeignete Probe

Wie in Kapitel 3 gezeigt wurde, zeichnet sich eine zum Nachweis des Faraday-Effekts geeignete Probe dadurch aus, dass  $VBl^*$  von der Größenordnung 1 rad ist (vgl. Abb. 3.4). Da  $B$  durch das zur Verfügung stehende Magnetsystem auf 23 T beschränkt war und  $l^*$  sich auf Grund des Auflösungsvermögens des experimentellen Aufbaus (worauf weiter unten eingegangen werden soll) nicht wesentlich über etwa 500  $\mu\text{m}$  steigern ließ, lag die Aufgabe darin, eine Probe mit möglichst großer Verdetkonstanten zu finden, bei der die Rayleighstreuung überwiegt. Außerdem sollte sich  $l^*$  geeignet einstellen lassen und die Absorption der Probe möglichst gering sein, um in der Messung ohne Feld eine dreiecksförmige Konusspitze zu erhalten.

Prinzipiell gibt es zwei verschiedene Möglichkeiten, eine solche zu realisieren:

1. Rayleigh-Streuer mit intrinsisch hoher Verdetkonstante
2. Faradayaktives Substrat mit zusätzlich eingebrachten Rayleigh-Streuern.

### 4.1 Streuer mit hoher Verdetkonstante

Materialien mit hoher Verdetkonstanten sind Verbindungen der Seltenen Erden [29]. Allerdings sind viele von diesen farbig und demnach absorbierend, schwer darzustellen oder gar instabil. Dreiwertiges Ceriumfluorid hat bei einer Wellenlänge von 442 nm mit  $V = -17.5 \frac{\circ}{\text{mmT}}$  einen relativ großen Faraday-Effekt und die Farbe wird in [30] mit weiß angegeben. Deshalb wurde versucht, Rayleigh-Streuer aus  $\text{CeF}_3$  zu synthetisieren. Dazu wurde eine Rezeptur zur Synthese von  $\text{Tb}_2\text{O}_3$ -Nanopartikeln [31] abgewandelt: 5 ml von  $5 \cdot 10^{-3}$  M  $\text{CeCl}_3 \cdot 6\text{H}_2\text{O}$  in Methanol wurden 10 min lang mit 5 ml von  $5 \cdot 10^{-3}$  M TOPO (Triocetylphosphinoxid) in Methanol verrührt und anschließend 6.5 ml 0.01 M HF zugesetzt. Das TOPO sollte dabei die Agglomeration der Teilchen verhindern, über die Menge lässt sich die Teilchengröße regulieren. Das Produkt wurde mittels Dialyse gereinigt.

Es gelang, kugelförmige Partikel von etwa 30 nm Durchmesser herzustellen. Allerdings war die Ausbeute sehr gering und das – mittels Zentrifugieren und anschließendem Eintrocknen – gewonnene Pulver leicht gelb bis bräunlich. Es konnte zuerst nicht eindeutig festgestellt werden, ob die Farbe von Syntheserückständen

#### 4 Geeignete Probe

(etwa Resten des TOPO) herrührte oder ob sich womöglich eine Mischverbindung der Form  $\text{CeF}_x\text{Cl}_{3-x}$  gebildet hatte. Der Versuch, die paramagnetische Ceriumverbindung in wässriger Suspension von etwaigen (diamagnetischen) Rückständen mit Hilfe eines stark inhomogenen Magnetfeldes zu trennen, war nicht erfolgreich, obwohl der Paramagnetismus an der pulverisierten Form der Verbindung eindeutig nachgewiesen werden konnte.

Inzwischen sind die Syntheseprodukte mittels EDX untersucht worden, wobei sich ergeben hat, dass tatsächlich eine Mischverbindung  $\text{CeF}_2\text{Cl}$  entstanden war. Neuere Ansätze mit erhöhter Konzentration von HF erscheinen recht vielversprechend, kürzlich synthetisierte Teilchen sind von weißer Farbe.

## 4.2 Faradayaktives Substrat + Streuer

Prinzipiell erscheint es einfacher, die beiden erforderlichen Eigenschaften – Faraday-Rotation und Rayleigh-Streuung – auf zwei unterschiedliche Materialien aufzuteilen. Deshalb wurden diesbezüglich verschiedene denkbare Ansätze untersucht, von denen die vielversprechendsten im Folgenden dargestellt werden sollen:

- Als durchsichtige stark faradayaktive Festkörper kommen in erster Linie Gläser mit einem hohen Anteil an Ionen der Seltenen Erden in Frage, die auch in Faraday-Dioden benützt werden, etwa das sogenannte Hoya-Glas, ein Terbium-Bor-Silikat-Glas mit einer Verdetkonstante von  $-9.97 \frac{\circ}{\text{mmT}}$  bei 442 nm. Das Problem bei der Benutzung eines solchen Glases besteht im Einbringen der Streuer. Lehner [27] gelang mittels Mahlen und anschließendem Schmelzen das Einschließen von Luftblasen, die das Licht hinreichend streuten, aber die so produzierten Proben waren sehr klein und die Luftbläschen zu groß für Rayleigh-Streuung.

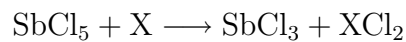
Deshalb wurde die Möglichkeit verfolgt, Hoya-Glas in gemahlenem Zustand der Probe zuzusetzen, die so entstehenden – für Rayleigh-Streuung deutlich zu großen Partikel<sup>1</sup> – in einer geeigneten Flüssigkeit (etwa einer Mischung aus 1–2–Diiodo-Benzen und Ethanol mit Brechungsindizes von 1.718 bzw. 1.361) indexzumatchen, und anschließend Streuer geeigneter Größe – z. B. Silica-Teilchen – beizumischen. Allerdings scheiterten bereits Vorversuche zum Indexmatchen von gemahlenem Quarzsand vermutlich daran, dass die mittels Mahlen erhaltenen Partikel an etwaigen Spitzen und Kanten inneren mechanischen Spannungen ausgesetzt sind und der Brechungsindex demzufolge leichte Variationen aufweist.

---

<sup>1</sup>Mittels Mahlen Partikel von etwa 50 nm Durchmesser zu erhalten, ist unseres Wissens nach nicht möglich.

## 4.2 Faradayaktives Substrat + Streuer

- Ein weiterer Ansatz bestand darin, Salze der Seltenen Erden in Wasser zu lösen, um eine Lösung hoher Faraday-Rotation zu erreichen, worin wiederum Silica- oder Polystyrol-Teilchen suspendiert werden sollten. Dazu wurden an gesättigten wässrigen Lösungen von Terbiumchlorid, Ytterbiumchlorid, Ceriumchlorid, Dysprosiumchlorid und Europiumchlorid die Verdetkonstante (direkt über die Drehung der Polarisation) bei 514 nm gemessen. Es ergaben sich Werte zwischen  $0.4 \frac{\circ}{\text{mmT}}$  und  $0.8 \frac{\circ}{\text{mmT}}$ . Da in gesättigten Salzlösungen die Stabilisation der streuenden Teilchen Probleme bereitet und eine mit geringeren Konzentrationen einhergehende noch kleinere Verdetkonstante nicht erfolgversprechend erschien, wurde auch von dieser Möglichkeit abgesehen.
- Verbleibt, Streupartikel in einer Flüssigkeit zu suspendieren, die intrinsisch einen großen Faraday-Effekt aufweist. Hier bietet sich in erster Linie Antimonpentachlorid mit einem Schmelzpunkt von  $4^{\circ}\text{C}$  und einer Verdetkonstanten von  $1.24 \frac{\circ}{\text{mmT}}$  bei 578 nm an. Es bildet allerdings zusammen mit Wasser Salzsäure und ist über



leicht reduzierbar. Dadurch ist man gezwungen, unter Schutzgas zu arbeiten und die Streupartikel in vollkommen trockenem Zustand einzubringen, da die Entstehung von Antimontrichlorid nicht nur die effektive Verdetkonstante erniedrigt, sondern auch die Probe dunkelgelb bis braun verfärbt, was diese wegen viel zu hoher Absorption unbrauchbar macht.

Eine Probe, bestehend aus Antimonchlorid und Silica-Teilchen, die zuvor unter Vakuum etwa 30 min bei  $200^{\circ}\text{C}$  ausgeheizt und unter Stickstoffatmosphäre eingerührt worden waren, sprengte nach einigen Tagen den mit Sekundenkleber fixierten Glasdeckel des PVC-Probengefäßes. Auch wenn nicht geklärt werden konnte, ob die diesen Druck erzeugende Gasentwicklung von Reaktionen mit den Silica-Teilchen oder etwa solchen mit dem Kleber herrührte, wurde von weiteren Versuchen nicht zuletzt wegen der möglichen Verletzungsgefahr abgesehen. Dies allerdings auch deshalb, weil selbst das reine Antimonpentachlorid eine leicht zitronengelbe Färbung aufweist, die im blauen und grünen Spektralbereich zu nicht unerheblicher Absorption führt: So wurde bei 514 nm die Transmission einer 10 mm dicken – bereits leicht reduzierten (da sich das Probengefäß nicht luftdicht verschließen ließ) – Probe zu 0.74 bestimmt.

Da es nicht gelang, mit einem der vorgeschlagenen Ansätze eine qualitativ hochwertige Probe zu erzeugen, deren etwaige Nachteile wie Absorption, etc. durch eine deutlich erhöhte Faraday-Rotation ausgeglichen werden, wurde schließlich

#### 4 Geeignete Probe

die Möglichkeit erwogen, den nachzuweisenden Effekt an Wasser mit Polystyrol-Kügelchen zu messen. Wasser hat zwar bei 458 nm lediglich eine Verdetkonstante von  $0.379 \frac{\circ}{\text{mmT}}$ , dafür aber lassen sich die – ungefährlichen – Proben einfach und reproduzierbar herstellen, weisen so gut wie keine Absorption auf und lassen sich ohne Glasabdeckung, die zusätzliche Störeffekte erzeugt [32], vermessen. Eine Störung der Teilchen-Stabilisation und damit Verklumpung durch weitere Zusatzstoffe (etwa auf Grund zu hoher Salzkonzentration) kann ausgeschlossen werden und auf Rotieren der Probe im Experiment kann auf Grund der flüssigen Phase verzichtet werden. Einziger, nicht unbedeutender Nachteil: Auf Grund des schwachen Effekts ist ein quantitativer Nachweis schwierig, weshalb versucht wurde, die Winkelauflösung des experimentellen Aufbaus zu verbessern, worauf im folgenden Kapitel eingegangen werden soll.

# 5 Versuchsaufbau

## 5.1 Optischer Versuchsaufbau

In Abbildung 5.1 ist der optische Teil des Versuchsaufbaus zu sehen. Der benutzte Argon-Krypton-Laser liefert bei einer Wellenlänge von 457.9 nm ca. 50 mW Leistung. Um eine hohe Stabilität in Richtung und Divergenz des Lichtstrahls zu erzielen, wird die Intensität mit Hilfe einer Kombination aus einem drehbaren  $\lambda/2$ -Plättchen und einem Glan-Polarisator geregelt. Der *beam expander*, bestehend aus einem Mikroskopobjektiv (10x), das den Strahl auf ein *pin-hole* von 25  $\mu\text{m}$  Durchmesser fokussiert, und einem Achromaten der Brennweite 120 mm in teleskopischer Konfiguration, erzeugt einen aufgeweiteten Strahl von ca. 20 mm Durchmesser und minimaler Divergenz. Blende 1 dient lediglich der Justage, Blende 2 schneidet aus dem Strahlprofil den Bereich heraus, in dem die Intensität einigermaßen konstant ist. Der halbdurchlässige Spiegel ist 20 mm dick und keilförmig, um das Entstehen von Interferenzringen zu vermeiden. Da an Defekten im Spiegel gestreutes Licht den nicht-kohärenten Untergrund erheblich beeinflussen kann, wird die lineare Polarisation des einfallenden Lichts parallel zur Ebene des Aufbaus eingestellt, so dass die (Rayleigh-)Streuung in Richtung der Kamera minimiert wird. Der am halbdurchlässigen Spiegel reflektierte Anteil des einfallenden Lichts wird mittels zweier schwarzer Filter komplett absorbiert. Der durchgehende Anteil wird mit Hilfe eines  $\lambda/4$ -Plättchens zirkular polarisiert und beleuchtet die Probe. Vor dieser befindet sich Blende 3 (in Abbildung 5.1 nicht zu sehen), die Licht, das von außerhalb der beleuchteten Probenfläche zurückgestreut wird, abblockt. Das in Rückwärtsrichtung gestreute Licht wird beim wiederholten Durchqueren des  $\lambda/4$ -Plättchens linear polarisiert, der am halbdurchlässigen Spiegel reflektierte Teil trifft auf einen als Analysator dienenden Polarisatorwürfel und wird mittels Linse L auf den Chip einer 8-bit-CCD-Kamera (256 Graustufen) fokussiert. Blende 4 dient der Minimierung von Streulicht. Befindet sich die Kamera im Fokus, liefert ihr Bild eine Ortsauflösung der Winkelverteilung des gestreuten Lichts um die exakte Rückwärtsrichtung herum.

Nichtflüssige Proben müssen bewegt werden, um das *speckle*-Muster wegzumitteln. Da die Überhöhung des Konus auf den nicht-kohärenten Untergrund normiert werden muss, ist es wichtig, die absolute Intensität zu messen. Um dies zu gewährleisten, wird vom gemessenen Bild eine Dunkelreferenz (punktweise)

## 5 Versuchsaufbau

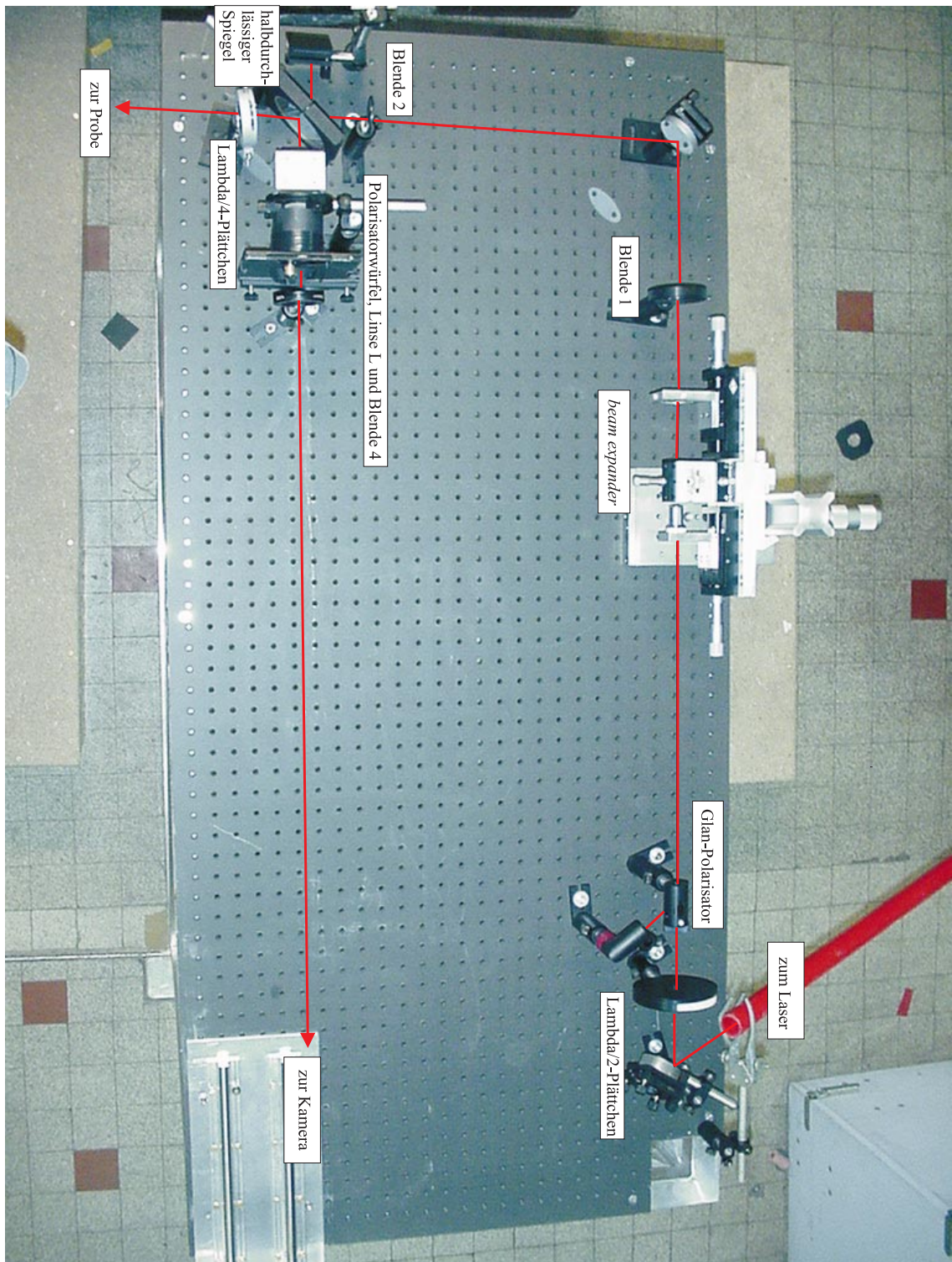


Abbildung 5.1: Optischer Aufbau

abgezogen. Diese erhält man, indem die Probe durch eine Kombination aus einem schwarzen Filter und einer geruften Platte ersetzt und von diesem nahezu perfekten Absorber die Rückstreuung aufnimmt (also de facto lediglich Licht, das z. B. am halbdurchlässigen Spiegel gestreut wird).

Die Parallelität des aufgeweiteten Laserstrahls wird durch das folgende Verfahren optimiert: Man misst nacheinander die Positionen der Kamera, bei denen (a) die Überhöhung des Konus maximal ist und (b) der Fokus liegt, falls die Probe durch einen Spiegel (der mit der Hilfe von Blende 1 senkrecht zum Strahlengang justiert wird) ersetzt wird. Fallen beide Positionen zusammen, ist der einfallende Strahl parallel. Bei divergentem Strahlengang liegt Position (a) näher bei Linse L als Position (b), da die kohärente Rückstreuung divergentes Licht in sich selbst zurückwirft, wohingegen gespiegeltes divergentes Licht divergent bleibt. In diesem Fall positioniert man die Kamera gerade zwischen (a) und (b) und optimiert dann den Abstand Linse–*pin-hole* im *beam expander*, woraufhin der ganze Vorgang wiederholt wird.

## 5.2 Optimierung

### 5.2.1 Winkelauflösung

Mit der Festlegung auf Wasser mit Polystyrol-Kügelchen als Probe war auf Grund der kleinen Verdetkonstante von Wasser die Aufgabe verbunden, Konen mit möglichst großem  $l^*$ , i. e. möglichst schmale Konen, auflösen zu können. Insbesondere war es für eine quantitative Analyse der Formveränderung des Konus durch das Magnetfeld erforderlich, die Konus-Spitze sauber aufzulösen. Deshalb wurde versucht, den experimentellen Aufbau dahingehend zu optimieren, sein Winkelauflösungsvermögen zu verbessern.

- Im bereits gezeigten prinzipiellen Aufbau mit parallelem Strahlengang (s. S. 28) hängt die Winkelauflösung von der Brennweite der Linse L zwischen halbdurchlässigem Spiegel und Kamera ab (siehe dazu Abb. 5.2). Gemäß einfacher Strahlenoptik sollte eine größere Brennweite linear zu einer besseren Winkelauflösung führen, was aber schließlich durch Beugungseffekte limitiert wird: Mit zunehmender Brennweite wächst auch der Durchmesser des Fokus, was dazu führt, dass die – theoretisch dreiecksförmige – Konusspitze über mehrere Pixel ausgeschmiert und dadurch abgerundet wird und dass die Überhöhung abnimmt (analog zum „punktförmigen“ Fokus eines parallelen Strahls, dessen Intensität pro Pixel mit zunehmendem „Punktdurchmesser“ zwangsläufig abnimmt). In Abbildung 5.3 ist der Konus von Teflon für eine *best form* Linse mit Brennweite 1000 mm und einen Achromaten mit Brennweite 750 mm zu sehen: Obwohl die langbrennweitigere Linse den Konus auf mehr Pixel abbildet, ist das Auflösungs-

## 5 Versuchsaufbau

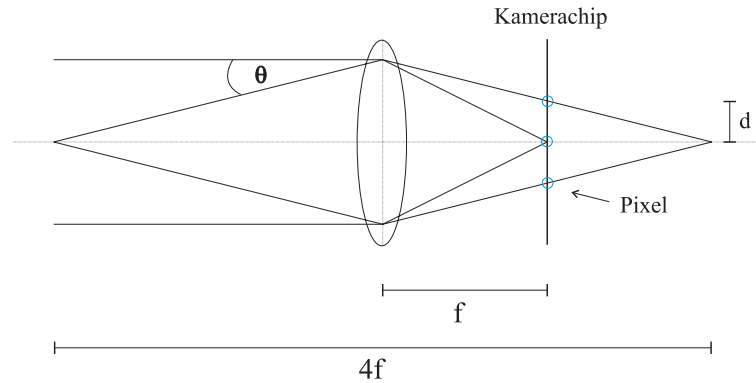


Abbildung 5.2: Winkelauflösungsvermögen des optischen Aufbaus: Wellenvektoren, die sich um einen Winkel  $\theta$  voneinander unterscheiden, werden dann noch auf zwei verschiedene Pixel abgebildet, wenn gilt:  $\tan \theta \approx \theta \geq d/f$ . Dabei ist  $d$  der Pixelabstand und  $f$  die Brennweite der Linse L.

vermögen des Achromaten für die Spitze deutlich besser, was zu einer größeren Überhöhung führt. Es wurden Konen mit Linsen unterschiedlicher Qualität und Brennweiten zwischen 500 mm und 2000 mm gemessen und verglichen, woraus sich ergab, dass ein Achromat mit 1330 mm Brennweite einen guten Kompromiss darstellt.

- Kohärente Rückstreuung lässt sich auch mit divergentem Licht messen [11]. Dabei verzichtet man auf Linse L, da kohärente Rückstreuung wie eine Art zeitumkehrender Spiegel wirkt: Licht, das aus einer punktförmigen Quelle auf die Probe fällt, kann in Rückwärtsrichtung wieder genau am Ort der Punktquelle konstruktiv mit einem umgekehrten Lichtpfad interferieren. Das Winkelauflösungsvermögen wird in diesem Fall durch die Divergenz des einfallenden Strahls z. B. über den Abstandes der Linse im *beam expander* vom *pin-hole* geregelt.

Es wurde überprüft, ob mit Hilfe eines Aufbaus mit divergentem Strahlengang das Winkelauflösungsvermögen gegenüber demjenigen mit parallelem Licht verbessert werden kann, was jedoch nicht der Fall ist. Problematisch an dieser Form des Aufbaus ist vor allem die Tatsache, dass das Licht zwischen Probe und Kamera nirgends parallel ist und somit der Polarisatorwürfel von nicht-parallelen Strahlen durchlaufen wird: Vergleichsexperimente am Aufbau mit parallelem Licht zeigten, dass die gemessene Überhöhung des Konus größer ist, wenn man den Polarisatorwürfel vor der Linse L einbaut, als bei gerade vertauschter Positionierung (bei der der Strahlengang im Würfel ebenfalls nicht-parallel ist).

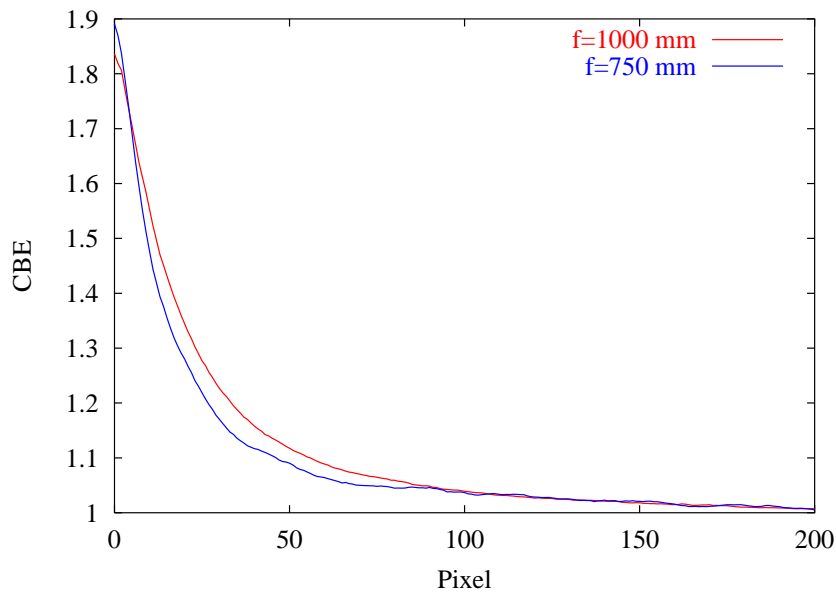


Abbildung 5.3: Der Konus von Teflon, aufgenommen mit zwei unterschiedlichen Linsen.

### 5.2.2 Anpassung an die Rahmenbedingungen

Wegen der starken Streufelder des benutzten Magneten (am oberen Ende der Magnetbohrung, 40 cm oberhalb des Feldmaximums, beträgt die Feldstärke noch immer 1 T) sollte der Großteil des Aufbaus möglichst weit vom Magneten entfernt sein, um mechanisches Verkippen von Bauelementen und Drehung der Polarisation mittels Faraday-Effekt etwa im Polarisatorwürfel oder im halbdurchlässigen Spiegel ausschließen zu können. Gleichzeitig ist der maximale Abstand zwischen halbdurchlässigem Spiegel und Probe durch zwei Faktoren limitiert:

- Bei zu großem Abstand  $d$  werden die Wellenvektoren mit einem Winkel  $\theta$  zur exakten Rückwärtsrichtung, für die  $\theta > R/d$  gilt, wobei  $R$  der Radius des  $\lambda/4$ -Plättchens bzw. der der Linse L ist, vom  $\lambda/4$ -Plättchen abgeblockt. Da man einen gewissen Winkelbereich benötigt, um den Konus auf den nicht-kohärenten Untergrund zu normieren, sollte der Abstand kleiner als 350 cm gehalten werden.
- Als noch problematischer erwies sich das Auftreten von Beugungsringen auf der Probe, die von der Blende 2 herrühren: Wird die Probe auf Grund von Beugungsringen ungleichmäßig beleuchtet, nimmt die Überhöhung des Konus ab, da Lichtpfade auftreten, deren Hin- und Rückrichtung mit unterschiedlichen Amplituden durchlaufen werden. Es ergab sich, dass bei einem

Blendendurchmesser von 15 mm ein Abstand zwischen Blende 2 (i. e. halbdurchlässigem Spiegel) und Probe von 2 m tolerierbar ist. Allerdings sollte keine handelsübliche Blende mit variablem Durchmesser verwendet werden, da die Ecken, an denen zwei Blendenblätter aufeinandertreffen, zu starken, strahlenförmigen Beugungsmustern führen. Für dieses Experiment wurde ein Satz kreisrunder Blenden aus – anschließend geschwärztem – Messing gedreht.

### 5.3 Gesamtaufbau mit Magnet

Da das am Lehrstuhl vorhandene supraleitende 20-Tesla-Magnetsystem zur Zeit der Anfertigung dieser Diplomarbeit auf Grund eines Defekts an der Spule nicht zur Verfügung stand, wurde das Experiment am Hoch-Magnetfeld-Labor in Grenoble durchgeführt. Dort stand ein resistiver Magnet mit einem Maximalfeld von 23 Tesla und einer vertikalen Raumtemperaturbohrung von 50 mm Durchmesser zur Verfügung.

In den Abbildungen 5.4 und 5.5 ist der Gesamtaufbau zu sehen. Der Argon-Krypton-Laser wurde auf einem zweiten Tisch montiert, um den Abstand zum Magneten zu maximieren und dadurch die Stabilität von Richtung und Divergenz des Laserstrahls bei unterschiedlichen Feldern zu gewährleisten. Um die Einkopplung des Lichts in den *beam expander* nicht durch Schwingungen der beiden Tische gegeneinander zu gefährden, wurde das mehrfach verstreute Aluminium-Gerüst mit Sand gefüllt. Sämtliche Halterungen für optische Bauteile waren – nach Möglichkeit – aus nichtmagnetischem Material (zumeist Aluminium oder Messing) angefertigt worden, um die Gefahr von Verkippen o. ä. zu minimieren. Da die Magnetbohrung vertikal verläuft, war ein weiterer Spiegel über der Bohrung anzubringen. Da über diesen auch die Detektion des zurückgestreuten Lichts verlief, wurde ein speziell beschichteter Spiegel benutzt, der nicht depolarisierend wirkt.

Die Magnetbohrung wurde von innen mit schwarzer Pappe ausgekleidet, um Reflexe zu vermeiden. Die obere Öffnung der Bohrung war mit einer Blende (Durchmesser 17 mm) aus schwarzer Pappe abgedeckt. Die zylindrischen Probengefäße aus Glas (Innendurchmesser 30 mm, Tiefe 28 mm) wurden mittels einer PVC-Halterung auf ein Aluminiumgestänge geschraubt, das am Boden befestigt war, und so am Ort maximalen Feldes (374 mm unterhalb der oberen Bohrungsöffnung) positioniert werden (siehe dazu auch Seite 36). Der Lichtweg vom halbdurchlässigen Spiegel bis zur Probe betrug 2 m.

### 5.3 Gesamtaufbau mit Magnet

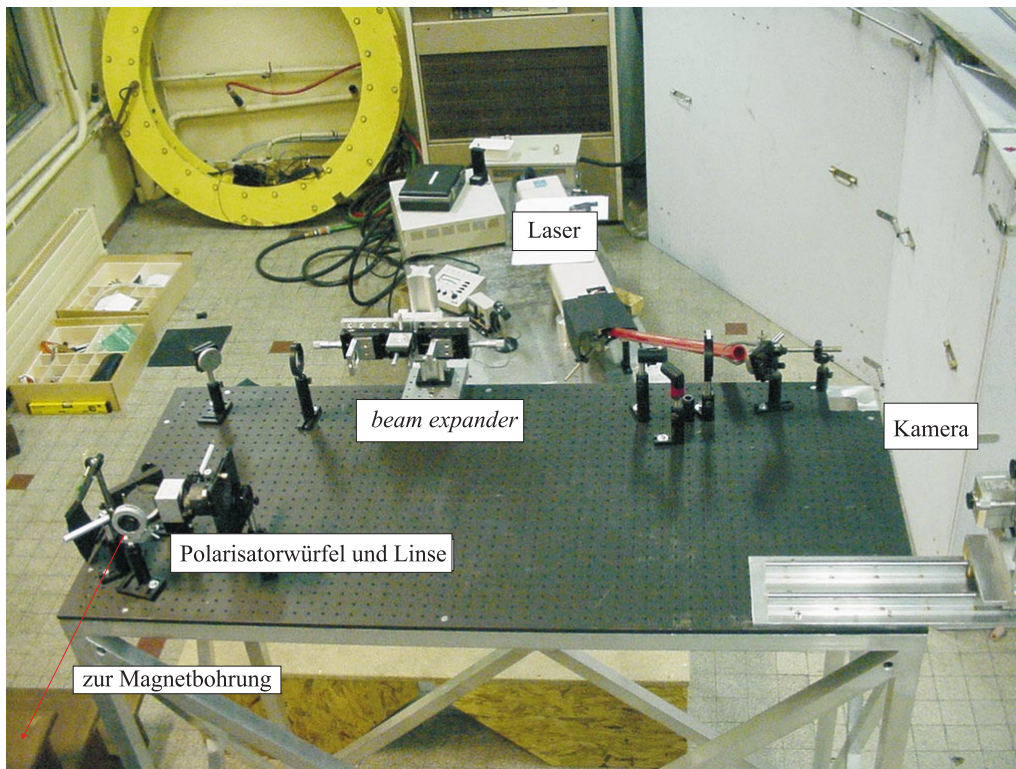


Abbildung 5.4: Gesamtaufbau

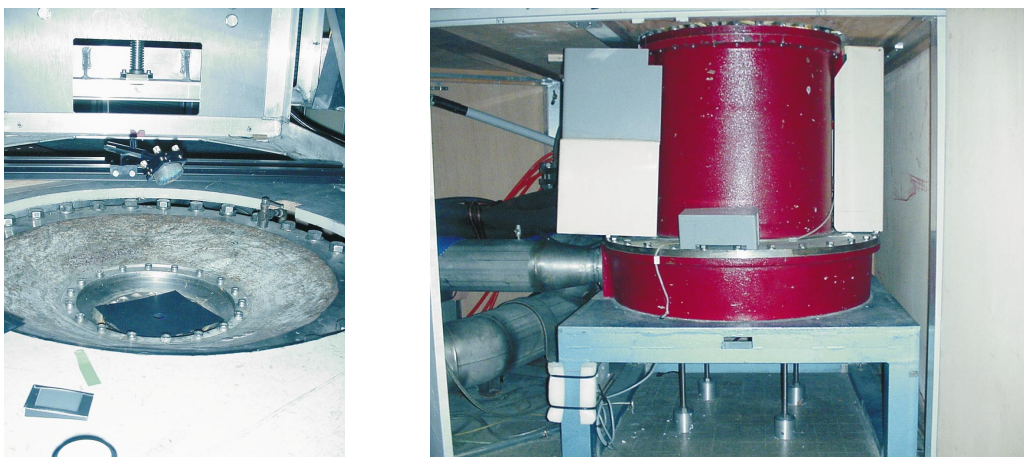


Abbildung 5.5: Spiegel und Blende 3 (linkes Bild) über der Bohrung des Magneten (rechtes Bild)

## 5 Versuchsaufbau

# 6 Experimente

## 6.1 Durchführung

Die im folgenden beschriebenen Experimente wurden sämtlich innerhalb von vier Tagen am Hoch-Magnetfeld-Labor (Max-Planck-Institut für Festkörperforschung, Centre National de la Recherche Scientifique) in Grenoble (Frankreich) durchgeführt.

### 6.1.1 Einfluss des Faraday-Effekts auf die kohärente Rückstreuung

Es wurden mit Polystyrol-Kugeln (kommerziell [33]) sechs unterschiedlicher Größen (Durchmesser<sup>1</sup> zwischen 47 nm und 225 nm) jeweils 17 ml wässriger Suspension angesetzt, wobei der prozentuale Volumen-Anteil des Polystyrols mit einer Software so berechnet wurde, dass sich jeweils ein  $l^*$  von  $500 \mu\text{m}$  ergeben sollte:

Teilchendurchmesser [nm]:	47	50	117	153	185	225
Volumenanteil PS [%]:	4.92	4.12	0.502	0.362	0.360	0.396

Von jeder dieser Proben wurde der Konus der kohärenten Rückstreuung<sup>2</sup> jeweils zweimal (bei wenigen Proben dreimal) bei 0, 4, 8, 16, 20 und 23 Tesla (aufsteigend) sowie bei 22, 18, 14, 10, 6, 2 und 0 Tesla (absteigend) gemessen. Dabei wurde jeweils über 100 Bilder gemittelt. Die Dunkelreferenz wurde bei jeder Feldstärke nur einmal gemessen. Solche Messreihen wurden je nach Qualität der entsprechenden Messung mehrmals wiederholt: Als eine „gute“ Messung wurde eine solche angesehen, bei der der inkohärente Untergrund für alle Felder gleich verläuft. Daten von Messungen, bei denen dies nicht der Fall war oder bei denen die 0-Tesla-Kurven am Anfang und Ende einer Messreihe nicht aufeinander zu liegen kamen, wurden verworfen (s. S. 44).

Um Effekte von verkippenden Bauteilen oder Laserschwankungen ausschließen zu können, wurde eine ebensolche Messung mit einer Nullreferenz durch-

---

<sup>1</sup>Die verwendeten Werte entsprechen den optischen Durchmessern, die rund 10 nm kleiner sind als die hydrodynamischen.

<sup>2</sup>zirkular parallele Polarisation,  $\vec{B} \parallel \vec{k}_{\text{ein}}$

## 6 Experimente

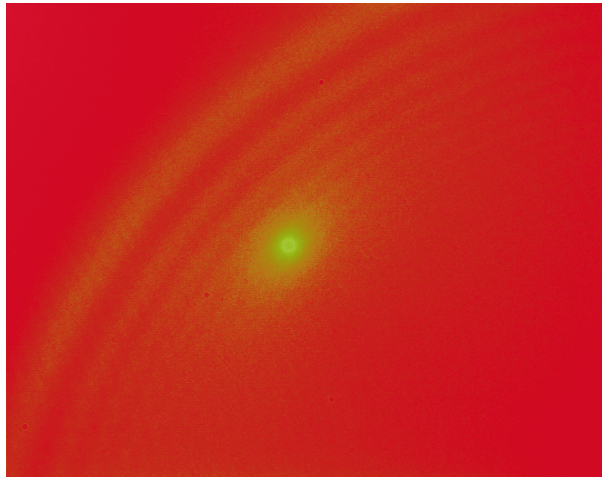


Abbildung 6.1: Konus mit Streifenmuster auf Grund von Vibrationen (siehe Text)

geführt. Dafür wurde der Konus von einem direkt über die Öffnung der Bohrung gehaltenen Teflon-Block gemessen. Diese Messung ergab für alle Felder identische Konen.

Während im allgemeinen eine Bewegung der Probe zwecks Mittelung über die *speckle* erwünscht ist, trat bei diesen Experimenten das Phänomen auf, dass eine vibrierende Probe zu einer Art Interferenzmuster auf dem Kamerabild führte (vgl. Abb. 6.1), das nur verschwand, wenn die Probe komplett ruhig war. Da der Magnet auf Grund der Wasserkühlung starken Vibrationen ausgesetzt war, mussten die ursprünglich passgenauen PVC-Halterungen für die Probengefäße so weit abgedreht werden, dass kein mechanischer Kontakt mehr zum Magneten bestand. Außerdem wurde das die Probe tragende Gestänge mittels einer Unterlage von 60 mm Styropor gegen Bodenvibrationen gedämpft. Selbst dann verschwand der Effekt nicht vollständig, sondern trat hin und wieder unvermittelt bei großen Feldstärken (i. e. starke Vibration auf Grund größeren Wasserdurchflusses) auf, insbesondere dann, wenn der einfallende Lichtstrahl die Probe mittig und senkrecht traf, so dass versucht werden musste, das Licht möglichst schräg durch die Magnetbohrung zu führen und die Probe am Rand des Probengefäßes zu beleuchten.

### 6.1.2 Winkeleichung

Um auf einem aufgenommenen Bild einem bestimmten Pixel einen Winkel gegenüber der exakten Rückrichtung zuordnen zu können, wurden zwei Eichmessungen vorgenommen:

- Mit Hilfe eines Eichspiegels (der in der gleichen Entfernung zum halb-

durchlässigen Spiegel montiert war wie die Probe), der sich um definierte Winkel verkippen lässt, wurden die Positionen (in Pixel) des reflektierten und auf den Chip fokussierten Strahls in Abhängigkeit des Verkipfungswinkels aufgenommen.

- Im gleichen Abstand zum halbdurchlässigen Spiegel wie die Probe wurden zwei Glaskugeln unterschiedlicher Durchmesser (4.995 mm und 3.000 mm) auf einem Luftpolster zum Schweben gebracht und mit diesen eine Aufnahme des Glory-Effekts [34] gemacht.

### 6.1.3 Faraday-Rotation von Wasser

Die Faraday-Rotation pro Längeneinheit von Wasser wurde gemessen, um sicherzugehen zu können, dass die angegebenen Feldstärken sowie die Position des Feldmaximums korrekt waren. Dazu wurde auf den Boden eines Probengefäßes ein Spiegel geklebt, das Gefäß an exakt dieselbe Stelle gebracht wie die Probengefäße bei den obigen Messungen und bei verschiedenen Magnetfeldern die Drehung der (hier: linearen) Polarisation gemessen.

## 6.2 Auswertung

### 6.2.1 Faraday-Rotation von Wasser

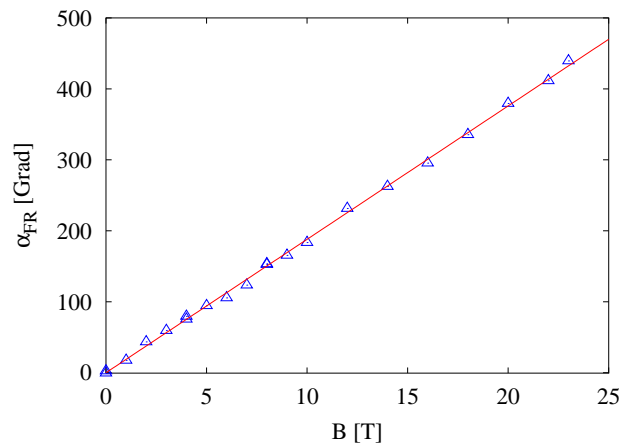


Abbildung 6.2: Faraday-Rotation von Wasser: Messpunkte und Ausgleichsgerade

In Abbildung 6.2 ist die gemessene Faraday-Rotation der Wasser-Probe in Abhängigkeit des Magnetfeldes zu sehen. Die Weglänge des Lichts in Wasser betrug  $50 \pm 1$  mm, die Ausgleichsgerade hat eine Steigung von  $18.80 \pm 0.14 \frac{\circ}{T}$ .

## 6 Experimente

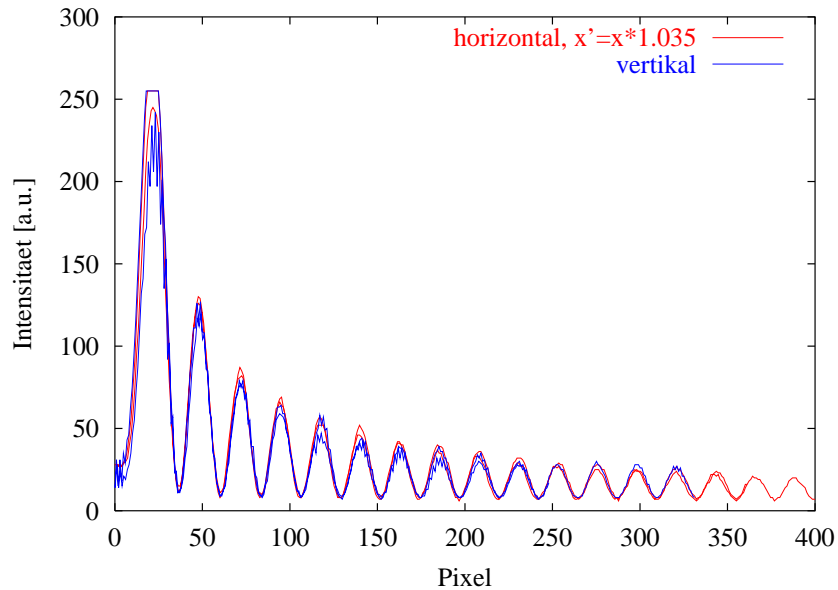


Abbildung 6.3: Vergleich zwischen horizontaler und vertikaler Kameraauflösung anhand einer Aufnahme des Glory-Effekts einer Glaskugel von 4.995 mm Durchmesser: Wird die horizontale Achse um 3.5 % gestreckt, fallen die radialsymmetrischen Oszillationen der Intensität für beide Schnitte exakt aufeinander.

Damit ergibt sich eine Verdetkonstante  $V = 0.376 \pm 0.008 \frac{\circ}{\text{mmT}}$ . Eine Interpolation der in [35] angegebenen Verdetkonstanten von Wasser bei unterschiedlichen Wellenlängen liefert für 457.9 nm einen Wert von  $V = 0.379 \pm 0.01 \frac{\circ}{\text{mmT}}$  und liegt somit in den Fehlergrenzen des experimentell bestimmten Wertes.

### 6.2.2 Winkeleichung

Die Winkeleichung mittels Eichspiegel ergab in horizontaler Richtung einen Wert von  $6.31 \pm 0.05 \cdot 10^{-6} \frac{\text{rad}}{\text{Pixel}}$ .

Zur Bestimmung des Winkel-Pixel-Verhältnisses über den Glory-Effekt wurden in einem ersten Schritt der horizontale und vertikale Schnitt (durch den Bildmittelpunkt) der Aufnahme des von der Glaskugel zurückgestreuten Lichts verglichen. Abbildung 6.3 zeigt zwei solche Schnitte<sup>3</sup> für eine Kugel mit Durchmesser  $4.995 \pm 0.005$  mm. Die Abszisse wurde darin für den horizontalen Schnitt um 3.5 % gestreckt, um die radialsymmetrischen Oszillationen der Intensität für

<sup>3</sup>Für jeden Schnitt sind jeweils zwei Kurven zu sehen. Das liegt daran, dass die beiden symmetrischen Schnitthälften übereinandergelegt wurden, so dass etwa für den horizontalen Schnitt die Oszillationen rechts und links des Symmetriezentrums abgebildet sind.

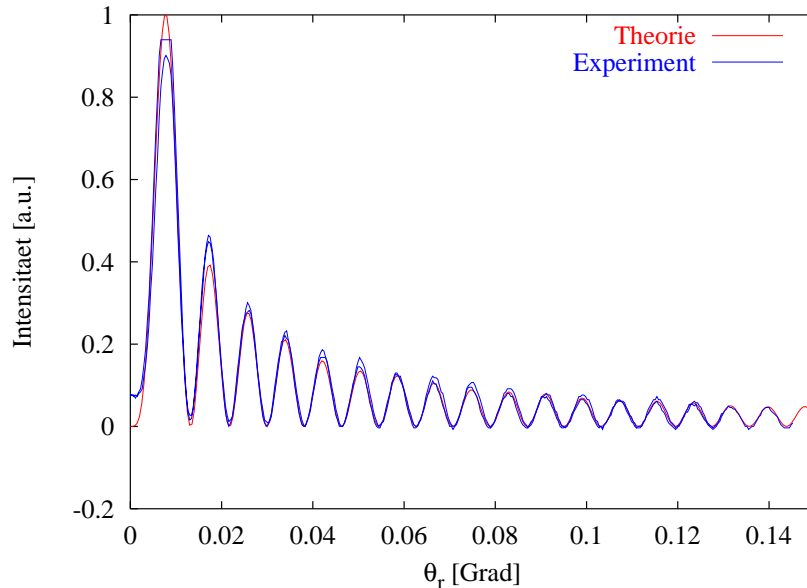


Abbildung 6.4: Winkeleichung mit Hilfe des Glory-Effekts einer Glaskugel von 4.995 mm Durchmesser: Die Abszisse für die experimentelle Kurve wurde so reskaliert, dass letztere mit der Theoriekurve übereinstimmt. Aus dem Skalierungsfaktor erhält man das Winkel-Pixel-Verhältnis des experimentellen Aufbaus.

beide Schnitte in Deckung zu bringen. Offensichtlich ist das vertikale Auflösungsvermögen etwas größer, was daran liegt, dass die Pixel des Kamerachips nicht exakt quadratisch sind und die Kamera bei den Messungen leicht verkippt wurde (siehe unten). Diese leichte Asymmetrie (die man analog für einen Kugeldurchmesser von  $3.000 \pm 0.005$  mm erhält) wird in der weiteren Auswertung berücksichtigt.

In Abbildung 6.4 werden Theorie und Experiment miteinander verglichen. Die experimentelle Kurve zeigt wieder einen horizontalen Schnitt durch eine Glory-Aufnahme für einen Kugeldurchmesser von 4.995 mm. Die Theoriekurve wurde mit einer kommerziellen Software berechnet: Sie zeigt die an einem Mie-Streuer (Durchmesser 4.995 mm, Brechungsindex  $n_{\lambda=457.9\text{nm}} = 1.87700$ ) in einen bestimmten Winkel (bezogen auf die Rückrichtung) gestreute Intensität im Falle zirkular polarisierten Lichts der Wellenlänge 457.9 nm. Die experimentellen Daten wurden so reskaliert, dass beide Kurven übereinanderfallen. Der Skalierungsfaktor beträgt  $3.723 \pm 0.017 \cdot 10^{-4}$ , dies entspricht einer Winkelauflösung von  $6.50 \pm 0.03 \cdot 10^{-6} \frac{\text{rad}}{\text{Pixel}}$ . Für die Kugel mit einem Durchmesser von 3.000 mm ergibt sich ein Wert von  $6.45 \pm 0.04 \cdot 10^{-6} \frac{\text{rad}}{\text{Pixel}}$ . Die Abweichung von 2 % bzw. 3 % gegenüber dem mittels Eichspiegel gewonnenen Wert lässt sich folgendermaßen begründen: Die Messung

## 6 Experimente

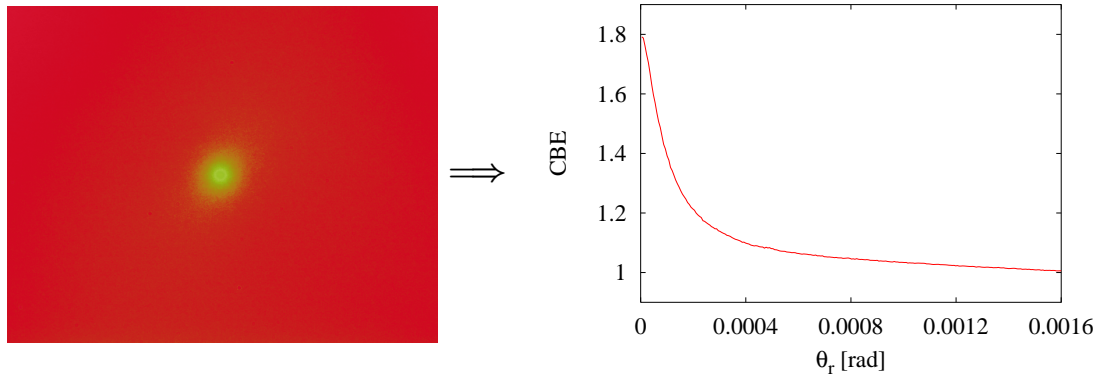


Abbildung 6.5: Konus von Polystyrol-Teilchen des Durchmessers 225 nm. Kamerabild in Falschfarben und Daten nach Winkelmittlung.

mit dem Eichspiegel wurde vor den eigentlichen Messungen durchgeführt, weshalb zu diesem Zeitpunkt die Kamera vermutlich noch parallel zum Strahlengang ausgerichtet war. Später wurde die Kamera dann noch einmal um eine vertikale Achse etwas verkippt (was offensichtlich den gleichen Winkelbereich auf mehr Pixel abbildet), um Interferenzringe zu vermeiden, die von der Glasschutzschicht auf dem Kamerachip hervorgerufen werden. Im Anschluss an alle Messungen wurde die Winkeleichung mittels Glory-Effekt ausgeführt, ohne die Kamera noch einmal bewegt zu haben. Die so ermittelten Werte entsprechen also eher denen der experimentellen Situation. Im weiteren wird deshalb der Wert  $6.5 \cdot 10^{-6} \frac{\text{rad}}{\text{Pixel}}$  verwendet.

### 6.2.3 Einfluss des Faraday-Effekts auf die kohärente Rückstreuung

Die mit der CCD-Kamera aufgenommenen Konen sind im Prinzip rotationssymmetrisch (da bei zirkularer Polarisation gemessen wurde), abgesehen von der leichten Asymmetrie der Kameraauflösung, die in Kapitel 6.2.2 diskutiert wurde. Unter Einbeziehung dieses Asymmetriefaktors von 1.035 lassen sich die Bilder also um die Konusspitze herum mitteln, um das Rauschen zu vermindern. Dazu wurde das Intensitätsmaximum mit Hilfe einer Bildverarbeitungssoftware ermittelt und anschließend eine Winkelmittlung durchgeführt, indem jedes Pixel einem bestimmten (ganzzahligen) Abstand zum Maximum zugeordnet wurde und über die Intensitäten gleichen Abstandes gemittelt wurde. Offensichtlich wird für sehr kleine Abstände zum Maximum, also für die Punkte der obersten Konusspitze, nur über wenige Pixel gemittelt, was dazu führt, dass dort das Rauschen deutlich stärker ausgeprägt ist.

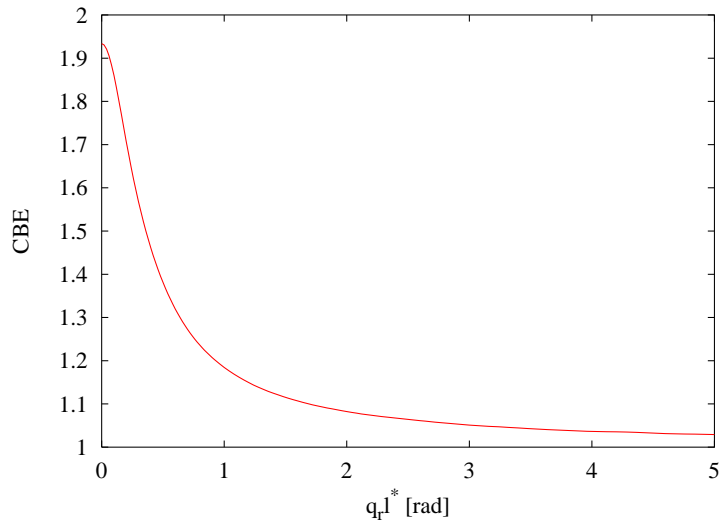


Abbildung 6.6: Simulierter Konus für  $l^* = 470 \mu\text{m}$ ,  $l_a = 10^6 l^*$ , Probendicke 28 mm, Durchmesser der Blenden 2 und 3 15 mm bzw. 17 mm, Halbwertsbreite des Gauss'schen Strahlprofils 4.3 mm, Brechungsindex der Probe 1.339 und skalare Wellen.

In Abbildung 6.5 ist ein typischer Konus in Falschfarben und nach Winkelmitteilung abgebildet. Wie man sieht, entspricht die Überhöhung nicht dem üblichen Wert knapp unter 2 wie etwa in dem in Abbildung 2.6 gezeigten Beispiel. Dies liegt zum einen daran, dass die gemessenen Konen sehr schmal sind und die Spitze deshalb nicht komplett aufgelöst werden kann (vergleiche Kapitel 5.2.1), zum anderen bewirken die experimentellen Rahmenbedingungen – endliche Ausdehnung der Probe, Grenzfläche Probe–Luft und Gauss'sches Strahlprofil (im Gegensatz zu einer ebenen Welle) – eine Verminderung der Überhöhung (vgl. Simulation in Abb. 6.6). Hinzu kommt noch die Tatsache, dass nicht unter optimalen Bedingungen gearbeitet wurde: Die üblicherweise direkt vor der Probe montierte Blende 3 befand sich auf der Magnetbohrungsöffnung (vgl. Abb. 5.5), und der Strahl musste auf Grund der bereits erwähnten Probleme mit dem Streifenmuster die Probe sehr nahe am Rand treffen. Das führt unter anderem zu einem erhöhten Anteil der inkohärenten Intensität, der auch durch Subtraktion der Dunkelreferenz nicht eliminiert werden kann, da ja bei der Messung derselben die Probe gar nicht beleuchtet ist.

Um all diese Abweichungen der Messkurven von den „Idealkurven“ in die Auswertung miteinzubeziehen, wurde (für jeden Teilchendurchmesser im einzelnen) folgendermaßen vorgegangen:

## 6 Experimente

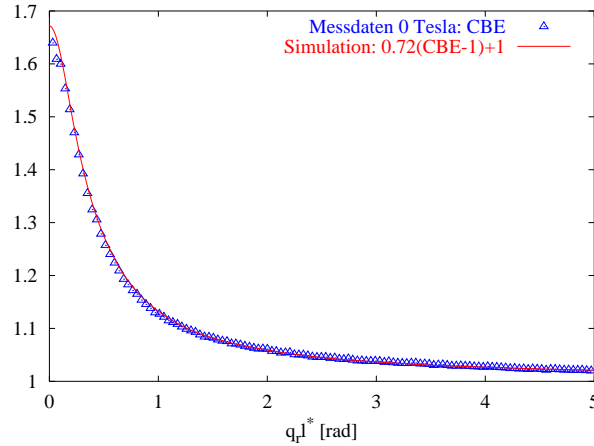


Abbildung 6.7: Konus aus Abb. 6.6 nach Transformation (siehe Text) und gemessene Kurve (Mittel aus vier Messungen).

- Jeder gemessene Konus wurde durch eine Funktion

$$y = a + b \cdot \frac{1 - e^{-3.4\sqrt{c^2x^2+d^2}}}{3.4\sqrt{c^2x^2+d^2}}$$

mit den Parametern  $a, b, c$  und  $d$  angefitet. Dabei wurde nur die Spitze des Konus unter Vernachlässigung der beiden obersten Punkte verwendet, i. e. der Bereich  $\theta_r \in [1.3 \cdot 10^{-5} \text{ rad}, 1.3 \cdot 10^{-4} \text{ rad}]$ . Die beiden obersten Punkte wurden verworfen, da einerseits für diese die Winkelmittelung wie oben dargestellt schlecht ist und andererseits hier das mangelnde Auflösungsvermögen am stärksten zum Tragen kommt.

- Der Konus ohne Magnetfeldeinfluss wurde für skalare Wellen (entsprechend den Ausführungen in Kapitel 3.2) simuliert [26]. Dabei gingen die Probenrenzfläche, die endliche Ausdehnung der Probe, das Strahlprofil des verwendeten *beam expander* sowie die Tatsache ein, dass Blende 3 auf Grund ihrer Position einen größeren Durchmesser hatte als Blende 2. Abbildung 6.6 zeigt einen solchen simulierten Konus für  $l^* = 470 \mu\text{m}$ : Die erwähnten experimentellen Parameter führen zu einer Abrundung der Spitze sowie zu einer verminderten Überhöhung.
- Es wurde versucht, die Simulation und die gemessene 0-Tesla-Kurve (entstanden aus einer Mittelung aller vier bzw. sechs bei 0 T gemessenen Konen) in Deckung zu bringen. Dazu wurde zum einen die Überhöhung des simulierten Konus vermindert, um dem oben erwähnten erhöhten Anteil der inkohärenten Intensität Rechnung zu tragen. Dies geschah über eine Transformation  $\text{CBE} \rightarrow (\text{CBE} - 1) \cdot t + 1$ . Zum anderen wurde  $l^*$  des gemessenen

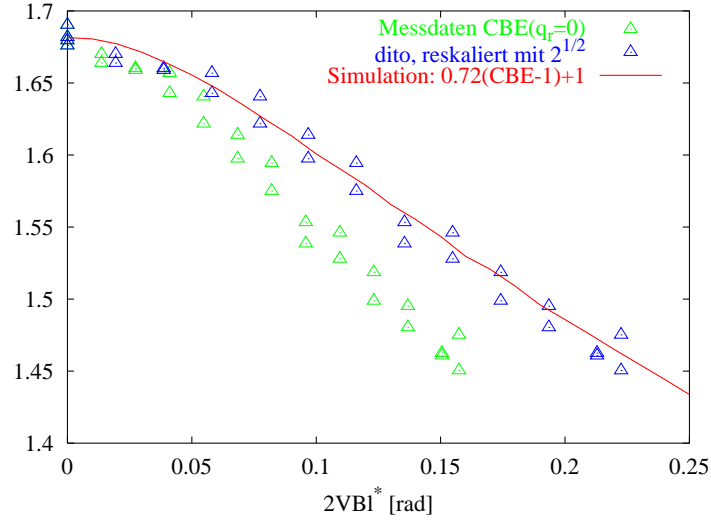


Abbildung 6.8: Simulierter Konus  $CBE(2VBl^*)$  (transformiert wie in Abb. 6.7) und gemessene Überhöhungen für  $q_r = 0$  in Abhängigkeit des Magnetfeldes. Wird die Abszisse der Messdaten mit  $\sqrt{2}$  reskaliert, beobachtet man den gleichen Kurvenverlauf wie in der Simulation.

Konus an die Simulationskurve angepasst. Mit dem so ermittelten  $l^*$  wurde der Konus erneut simuliert und das beschriebene Prozedere so lange wiederholt, bis beide Kurven aufeinander zu liegen kamen. Für die Probe mit einem Teilchendurchmesser von 47 nm ist das Ergebnis dieses Verfahrens in Abbildung 6.7 zu sehen.

- Mit dem so gewonnenen  $l^*$  wurde eine Simulation des Konus unter Einfluss des Magnetfeldes durchgeführt. Dies geschah ebenfalls für skalare Wellen, so dass die neue Länge  $l_{FR}^*$  in diesen noch nicht enthalten ist und dann einzig und allein durch Reskalierung der Messdaten (s. u.) zum Tragen kommt. Das war deshalb nötig, weil sich die erwähnten experimentellen Parameter (endliche Probe mit Grenzfläche, Gauss-Profil des einfallenden Strahls) auf die Konusform mit Magnetfeld anders auswirken als auf diejenige ohne Feld.
- Auf Grund der Substitution  $q_r^2 \rightarrow q_r^2 + l_{FR}^*/l^* \cdot (2VB)^2$ , auf die im Theorieteil eingegangen wurde, sollten nun die Überhöhungen  $CBE_{q_r=0}^{exp}$  der Messkurven aufgetragen gegenüber  $2VBl^*$  und mit  $\sqrt{l_{FR}^*/l^*}$  reskaliert den simulierten Konus  $CBE^{sim}(2VBl^*)$  ergeben. Die Überhöhungen der Messkurven für  $q_r = 0$  wurden dabei mit den aus dem Fit erhaltenen Parametern  $a, b$  und  $d$  berechnet. Die Überhöhung der Simulationskurve wurde durch dieselbe Transformation wie oben ( $CBE \rightarrow (CBE - 1) \cdot t + 1$ ) vermindert und

## 6 Experimente

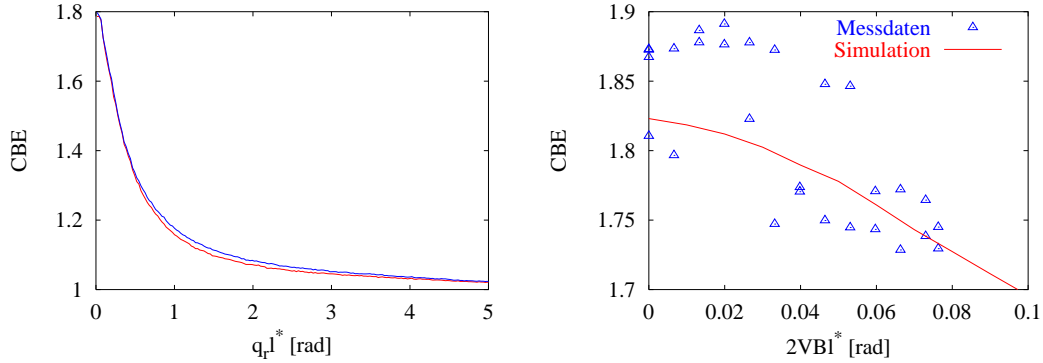


Abbildung 6.9: Liegen die 0-Tesla-Konen am Anfang und Ende einer Messreihe nicht aufeinander (linkes Bild), lassen sich die Daten nicht auswerten (rechtes Bild).

$l_{\text{FR}}^*/l^*$  so angepasst, dass die Konen  $\text{CBE}_{q_r=0}^{\text{exp}}(2VBl^*)$  und  $\text{CBE}^{\text{sim}}(2VBl^*)$  möglichst gleich verlaufen. In Abbildung 6.8 ist dies wieder für die Probe vom Durchmesser 47 nm zu sehen. Der Skalierungsfaktor beträgt hier  $\sqrt{2}$ , das entspricht einem Wert von 2 für  $l_{\text{FR}}^*/l^*$ .

Für die Faraday-Rotation der Probe benutzt man eine effektive Verdetkonstante  $V_{\text{eff}} = (1 - VF) \cdot V_{\text{H}_2\text{O}} + VF \cdot V_{\text{PS}}$ .  $VF$  ist der Volumenanteil der Polystyrol-Kügelchen; für die Verdetkonstante von Wasser wurde der experimentell bestätigte Wert  $V_{\text{H}_2\text{O}} = 0.379 \frac{\circ}{\text{mmT}}$  verwendet. Die Faraday-Rotation von Polystyrol ergibt sich mit der in [36] angegebenen Interpolationskurve zu  $V_{\text{PS}} = 1.093 \frac{\circ}{\text{mmT}}$ . Dadurch erhöht sich die Faraday-Rotation der kleinsten Streuer um etwa 10% gegenüber der von Wasser, für die größeren Streuer ist der Einfluss des Polystyrols im Prinzip vernachlässigbar. Für den Brechungsindex von Wasser bei einer Wellenlänge von 457.9 nm wurde 1.339 angenommen, derjenige der Polystyrol-Teilchen wurde vom Hersteller mit 1.59 angegeben.

Das soeben beschriebene Verfahren wurde für alle Proben und jede Messreihe einzeln durchgeführt (wobei die Werte für  $l^*$  unterschiedlicher Messreihen ein und derselben Probe identisch sein sollten). Eine Messreihe wurde verworfen, wenn der inkohärente Untergrund bei unterschiedlichen Feldstärken bzw. für 0 Tesla zu Beginn und am Ende der Messreihe zu stark variierte. Eine solche „schlechte“ Messung ist in Abbildung 6.9 (linkes Bild) zu sehen (man vergleiche mit der Qualität der in den Abbildungen 6.18 und 6.19 gezeigten Konen). Versucht man, eine solche Messreihe auszuwerten, erhält man extrem streuende Daten (vgl. Abb. 6.9, rechtes Bild).

Auf den folgenden Seiten sind die Graphen der Abbildungen 6.7 und 6.8 für alle erfolgreichen Messreihen aufgeführt.

## 6.2 Auswertung

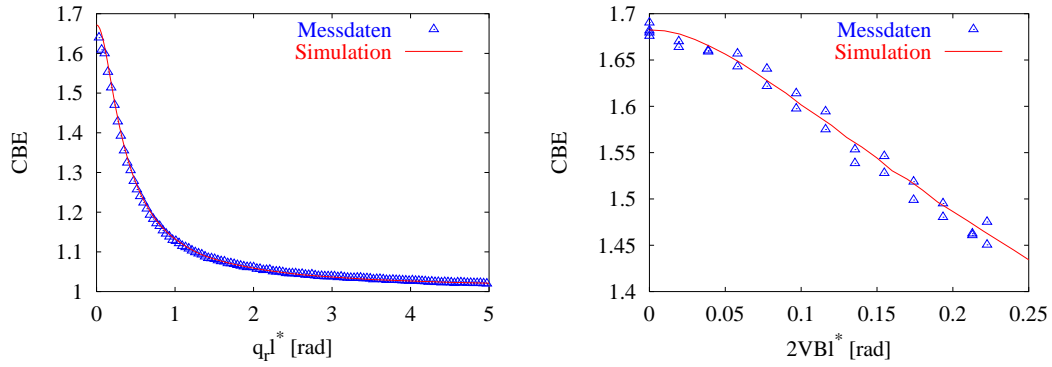


Abbildung 6.10: Teilchendurchmesser 47 nm, Serie 1:  $l^* = 470 \mu\text{m}$ ,  $l_{\text{FR}}^*/l^* = 2.00$

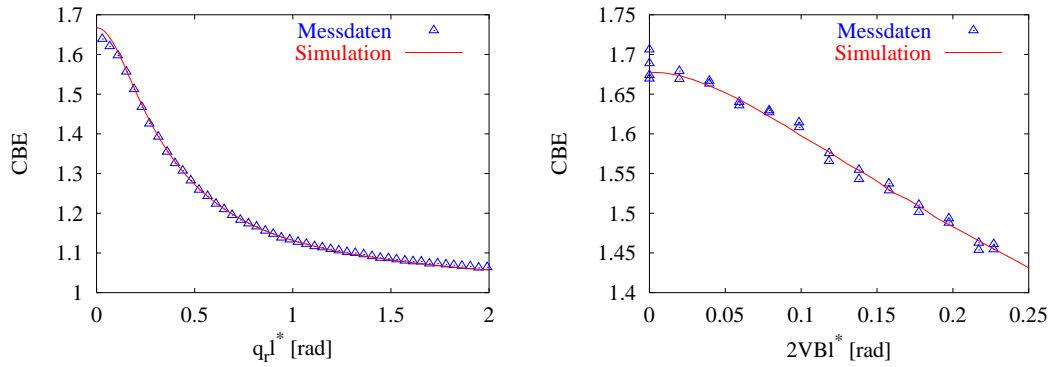


Abbildung 6.11: Teilchendurchmesser 47 nm, Serie 2:  $l^* = 470 \mu\text{m}$ ,  $l_{\text{FR}}^*/l^* = 2.08$

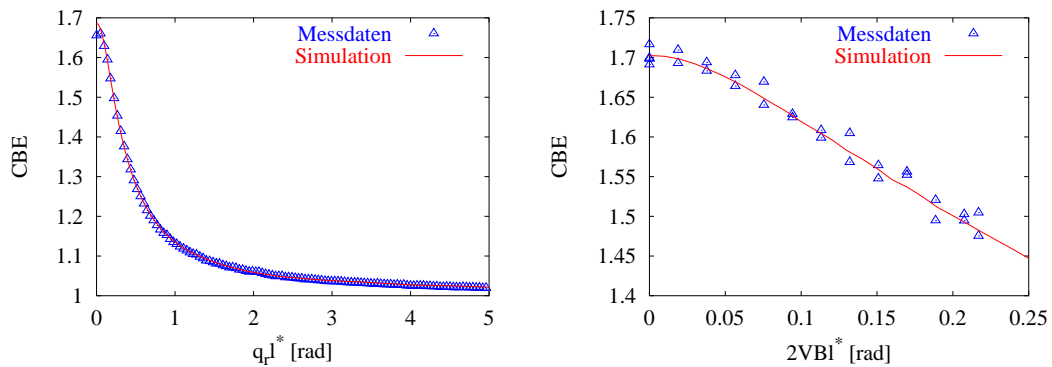


Abbildung 6.12: Teilchendurchmesser 50 nm, Serie 1:  $l^* = 470 \mu\text{m}$ ,  $l_{\text{FR}}^*/l^* = 1.90$

## 6 Experimente

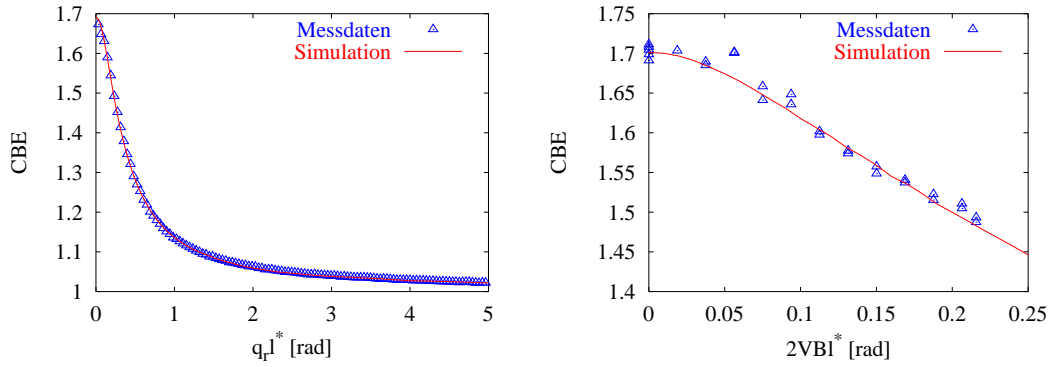


Abbildung 6.13: Teilchendurchmesser 50 nm, Serie 2:  $l^* = 470 \mu\text{m}$ ,  $l_{FR}^*/l^* = 1.88$

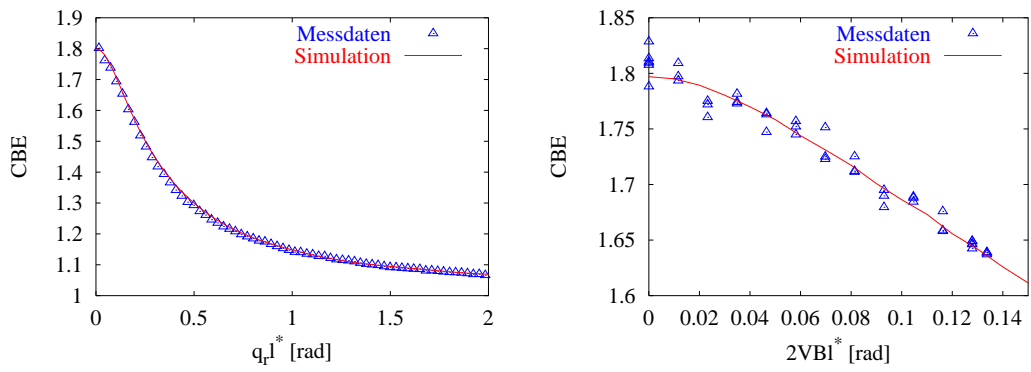


Abbildung 6.14: Teilchendurchmesser 117 nm:  $l^* = 340 \mu\text{m}$ ,  $l_{FR}^*/l^* = 1.67$

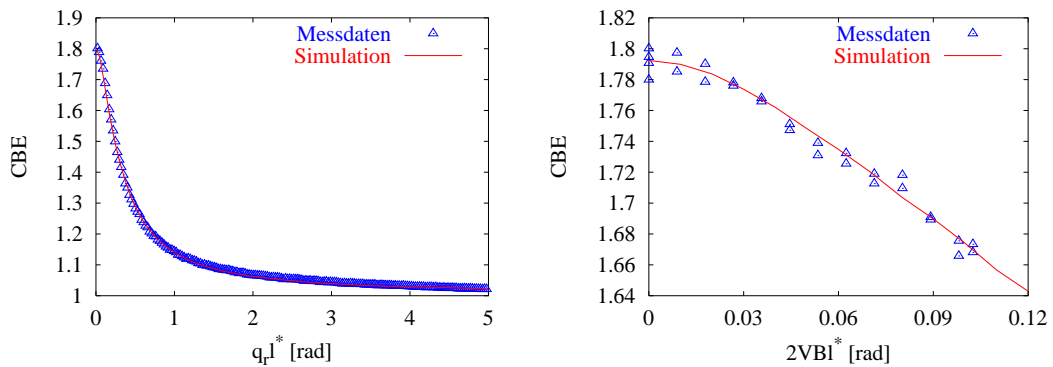


Abbildung 6.15: Teilchendurchmesser 153 nm:  $l^* = 290 \mu\text{m}$ ,  $l_{FR}^*/l^* = 1.35$

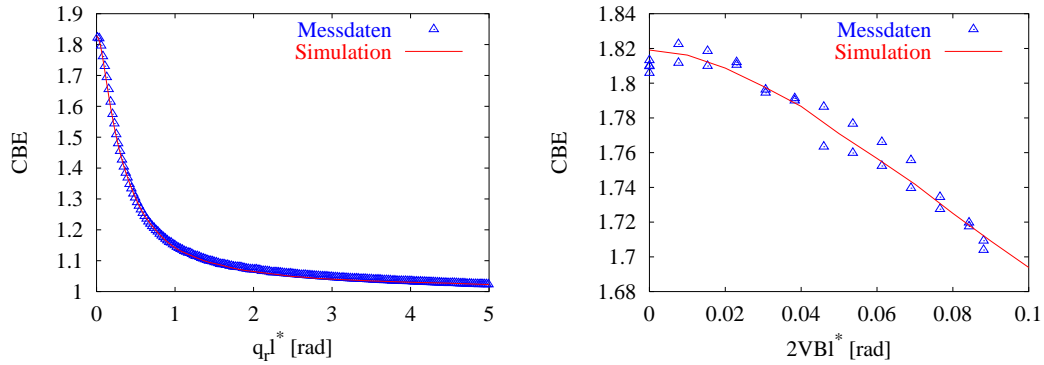


Abbildung 6.16: Teilchendurchmesser 185 nm:  $l^* = 270 \mu\text{m}$ ,  $l_{\text{FR}}^*/l^* = 1.15$

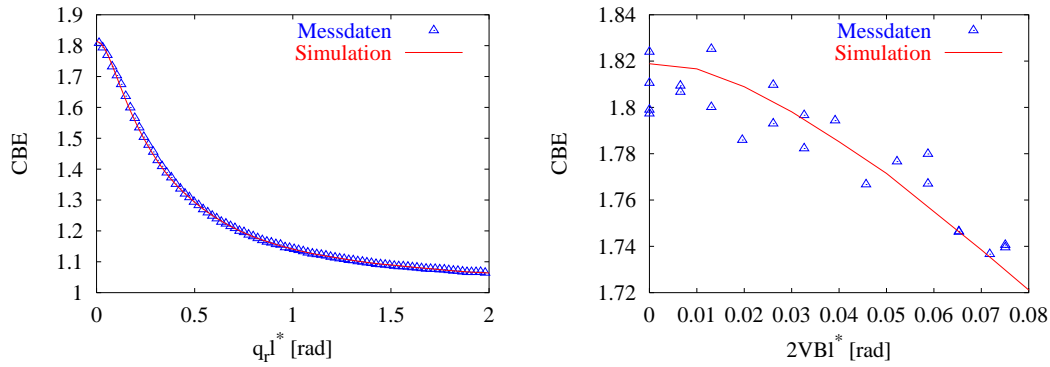


Abbildung 6.17: Teilchendurchmesser 225 nm:  $l^* = 260 \mu\text{m}$ ,  $l_{\text{FR}}^*/l^* = 0.90$

## 6.3 Ergebnis und Diskussion

In den Abbildungen 6.18 und 6.19 ist zu sehen, wie der Konus mit wachsendem magnetischen Feld einbricht. Es ist deutlich zu erkennen, dass der Effekt für die Rayleigh-Streuer mit einem Durchmesser von 50 nm wesentlich stärker ausgeprägt ist als für Teilchen mit einem Durchmesser von 225 nm. Das bestätigt bereits qualitativ die in Kapitel 3 gemachten Aussagen, wonach der Einfluss des Faraday-Effekts auf die kohärente Rückstreuung im Fall von Rayleigh-Streuern größer sein sollte als für größere Streuer.

Abbildung 6.20 zeigt das Ergebnis der im vorangegangenen Kapitel erläuterten quantitativen Analyse: Hier sind die für die einzelnen Teilchendurchmesser ermittelten Werte von  $l_{\text{FR}}^*/l^*$  präsentiert und mit den numerisch ermittelten Werten verglichen. Die theoretisch vorhergesagte Abhängigkeit der Korrelationslänge

## 6 Experimente

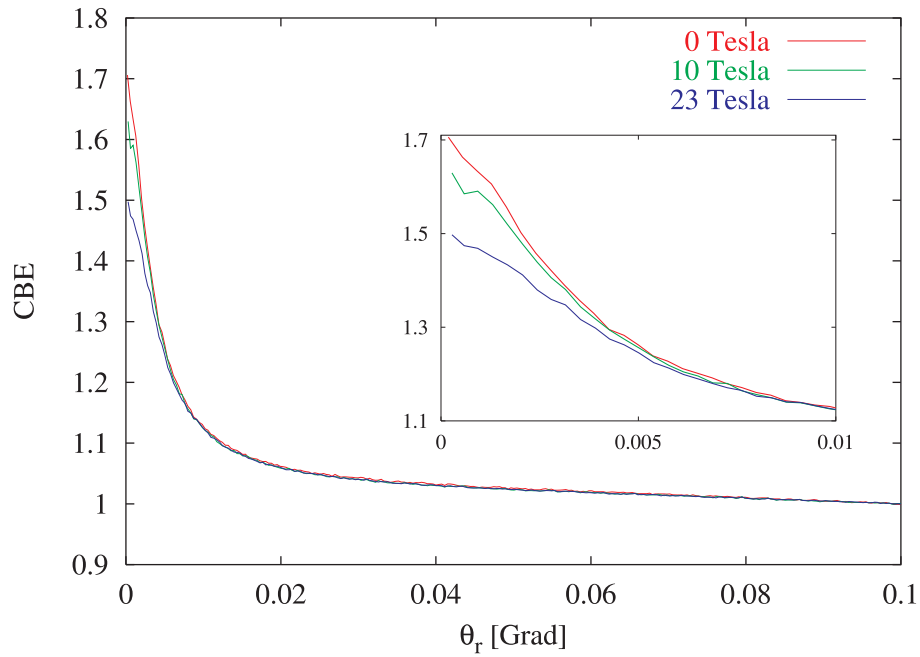


Abbildung 6.18: Das Einbrechen des Konus in Abhängigkeit des Magnetfeldes für Polystyrol-Kugeln vom Durchmesser 50 nm.

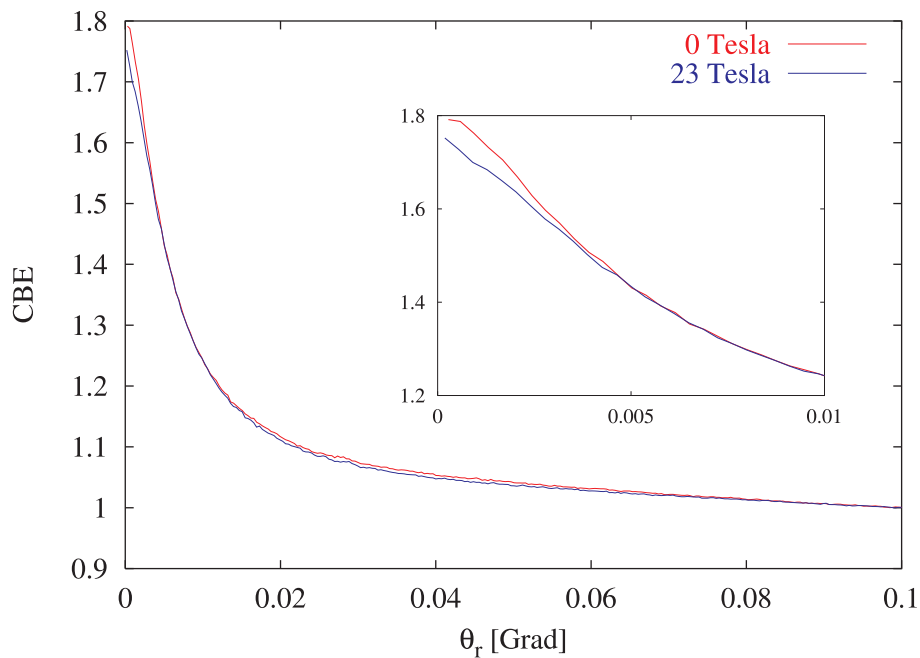


Abbildung 6.19: Das Einbrechen des Konus in Abhängigkeit des Magnetfeldes für Polystyrol-Kugeln vom Durchmesser 225 nm. Es ist deutlich zu sehen, dass der Effekt schwächer ist als in Abb. 6.18.

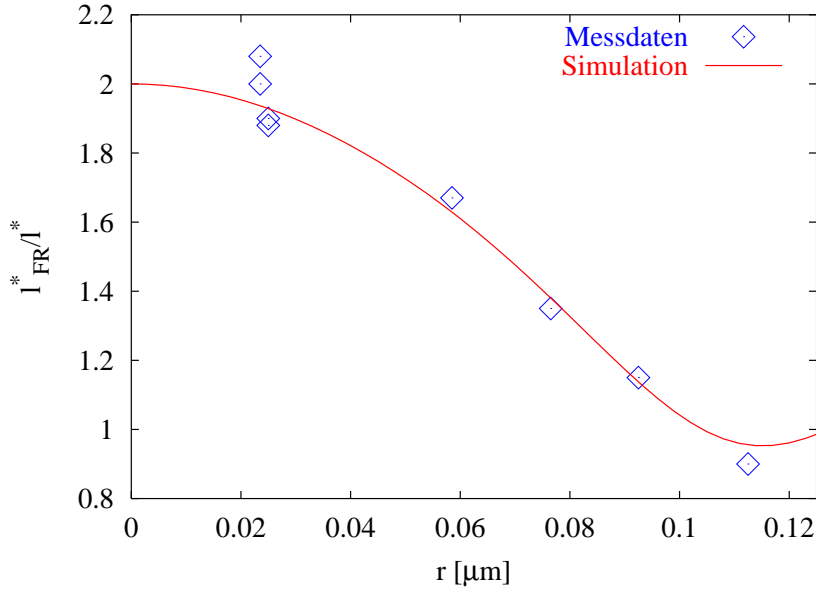


Abbildung 6.20:  $l_{\text{FR}}^*/l^*$  für verschiedene Teilchenradien: experimentell ermittelte Werte und Simulation.

$l_{\text{FR}}^*$  von dem Durchmesser der streuenden Teilchen wird experimentell auch quantitativ sehr gut bestätigt.

Die Fehler der ermittelten Daten sind nur schwer zu spezifizieren.  $l^*$  sollte mit dem beschriebenen Vorgehen auf etwa  $25 \mu\text{m}$  genau bestimmt werden können. Allerdings wirken sich (auch deutlich größere) Fehler von  $l^*$  nur schwach auf den Wert von  $l_{\text{FR}}^*/l^*$  aus, da sowohl die Messdaten als auch die Simulation  $\text{CBE}(2VB l^*)$  mit  $l^*$  skalieren. Lediglich die simulierte Konusform variiert etwas mit  $l^*$ , so dass bei einem falsch angenommenen  $l^*$  Daten und Simulation nicht mehr so gut aufeinander zu liegen kommen, wohingegen der Skalierungsfaktor der Abszisse  $\sqrt{l_{\text{FR}}^*/l^*}$  (für die Daten) davon nur wenig beeinflusst wird. Dies ist in Abbildung 6.21 veranschaulicht, in der die Messdaten der Probe 6 zusammen mit zwei unterschiedlichen Simulationen gezeigt werden, deren Werte für  $l^*$  sich um  $40 \mu\text{m}$  unterscheiden.

Der Faktor  $VB$  konnte in Übereinstimmung mit dem Theoriewert relativ genau gemessen werden und stellt somit keine bedeutende Fehlerquelle dar. Die Winkeleichung beeinflusst nur die Bestimmung von  $l^*$  und wirkt sich nicht auf  $\text{CBE}(q_r = 0)$  aus. Nach dem oben Gesagten ist ersteres unkritisch. Relativ unsicher ist der Teilchendurchmesser, der mit etwa 10 % Genauigkeit angegeben wird. Die verwendeten Werte entsprechen den optischen Durchmessern, die rund 10 nm kleiner sind als die hydrodynamischen.

Insgesamt kann wohl angenommen werden, dass der Fehler für die Werte von

## 6 Experimente

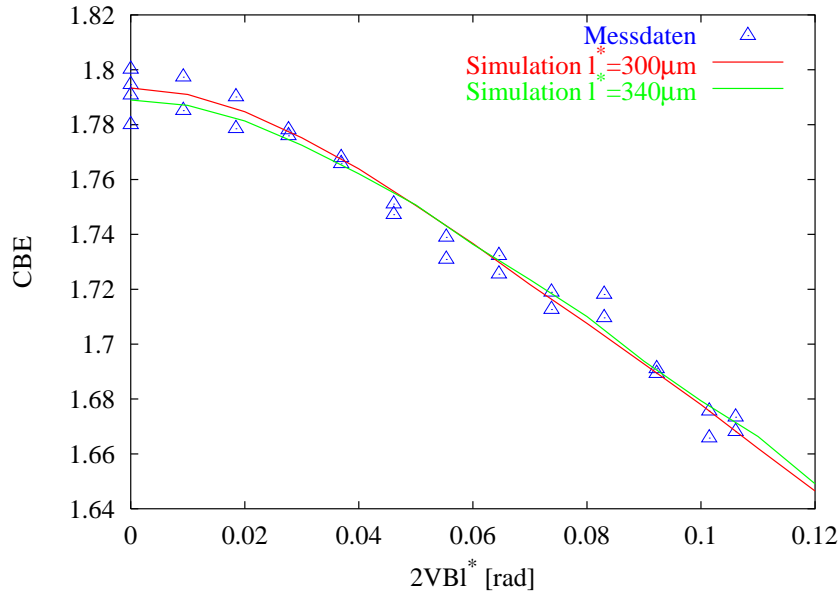


Abbildung 6.21: Der Einfluss von  $l^*$  auf die Simulation  $CBE(2VBI^*)$  am Beispiel der Probe 6 (153 nm Durchmesser).

$l_{FR}^*/l^*$  kleiner als 0.2 ist. Damit im Einklang ist auch die Tatsache, dass alle vier Datenpunkte der beiden kleinsten (nahezu identischen) Teilchendurchmesser im Intervall [1.88, 2.08] liegen und maximal um 0.15 von den Simulationsdaten abweichen.

Fraglich blieb, warum die ermittelten Werte für  $l^*$  so dramatisch von den erwarteten  $500\ \mu\text{m}$  abweichen. Mögliche Ursachen könnten ein vom Hersteller falsch angegebener Volumenanteil oder schlicht Fehler beim Anmischen der Probe sein. Der Volumenanteil wurde jedoch mittels Eintrocknen und Wiegen gemessen und ist korrekt. Die Gültigkeit des numerisch bestimmten Wertes für  $l^*$  hängt natürlich von den verwendeten Größen für die Teilchendurchmesser und den Brechungsindex von Polystyrol ab. Letzterer wurde vom Hersteller mit 1.59 angegeben, was dem üblichen Literaturwert entspricht. Ob letzterer tatsächlich dem der verwendeten Mikropartikel entspricht, ist nicht klar. Nichtsdestotrotz können Variationen dieser Größen eine derart große Abweichung nicht erklären. Da jedoch, wie bereits dargestellt, der Wert von  $l^*$  für die Bestimmung von  $l_{FR}^*$  nicht in kritischer Weise entscheidend ist, wurde diese Frage nicht weiter verfolgt.

## 7 Zusammenfassung

Ziel dieser Arbeit war es, den Einfluss des Faraday-Effekts auf die kohärente Rückstreuung im Fall von Rayleigh-Streuer zu untersuchen. Insbesondere sollte die Bedeutung der Korrelationslänge  $l_{\text{FR}}^*$  nachgewiesen und deren Abhängigkeit von dem Durchmesser der Streuer experimentell verifiziert werden. Es wurden verschiedene Ansätze verfolgt, um eine Probe mit einer möglichst großen Verdetkonstanten zu erhalten, deren Streumechanismus auf Rayleigh-Streuung basiert. Dies gestaltete sich als schwierig, so dass man sich schließlich doch für eine nur schwach faradayaktive Substanz entschied: eine Suspension aus Wasser und Polystyrol-Kugeln. Deshalb war es nötig, das Winkelauflösungsvermögen des optischen Versuchsaufbaus zu optimieren.

Es wurde gezeigt, dass im Falle von Rayleigh-Streuung magnetische Felder den Konus der kohärenten Rückstreuung stärker erniedrigen als dies für größere Streuer gilt. Für verschiedene Teilchendurchmesser wurde der Konus in Abhängigkeit der Magnetfeldstärke gemessen und durch Vergleich mit Simulationen  $l_{\text{FR}}^*$  bestimmt. Die ermittelten Daten stimmen gut mit den theoretisch vorhergesagten Werten überein. Danach ist der Einfluss des Faraday-Effekts für Rayleigh-Streuer etwa zweimal so stark wie für deutlich größere Streuer.

Die somit experimentell etablierte Größe  $l_{\text{FR}}^*$  könnte in zukünftigen Arbeiten weiter untersucht werden. Insbesondere wäre es interessant, Messungen an unterschiedlich konzentrierten Suspensionen derselben Teilchensorte durchzuführen, um den Einfluss des Strukturfaktors auf  $l_{\text{FR}}^*$  zu untersuchen. Hierfür benötigte man jedoch höhere Konzentrationen als sie in dieser Arbeit verwendet wurden und demzufolge ein Substrat mit größerer Verdetkonstante. Das in dieser Arbeit erwähnte  $\text{CeF}_3$  scheint dafür geeignet zu sein, insbesondere nachdem neuerliche Syntheseveruche recht erfolgversprechend aussahen.

## 7 Zusammenfassung

# Literaturverzeichnis

- [1] P.-E. WOLF, G. MARET, Weak Localization and Coherent Backscattering of photons in Disordered Media, *Phys. Rev. Lett.* **55**, 24 (1985), 2696–2699.
- [2] M. P. VAN ALBADA, A. LAGENDIJK, Observation of Weak Localization of Light in a Random Medium, *Phys. Rev. Lett.*, **55**, 24 (1985), 2692–2695.
- [3] P. W. ANDERSON, Absence of Diffusion in Certain Random Lattices, *Phys. Rev.*, **109** (1958), 1492–1505.
- [4] G. BERGMANN, Weak localization in thin films. A time-of-flight experiment with conduction electrons, *Phys. Rep.*, **107**, 1 (1984), 1–58.
- [5] A. F. JOFFE, A. R. REGEL, *Prog. Semicond.*, **4** (1960), 237.
- [6] P. W. ANDERSON, The question of classical localization. A theory of white paint? *Philosophical Magazine B*, **52**, 3 (1985), 505–509.
- [7] F. C. MACKINTOSH, S. JOHN, Coherent backscattering of light in the presence of time-reversal-noninvariant and parity-nonconserving media, *Phys. Rev. B*, **37**, 4 (1988), 1884–1897.
- [8] R. LENKE, Diffusion Multiple de la lumière: Destruction de la Rétrodiffusion Cohérente par la Rotation Faraday magneto-optique, Diss., Université Joseph Fourier, Grenoble (1994).
- [9] F. ERBACHER, R. LENKE, G. MARET, Multiple light scattering in magneto-optically active media, *Europhys. Lett.*, **21**, 5 (1993), 551–556.
- [10] R. LENKE, G. MARET, Affecting weak light localization by strong magnetic fields, *Phys. Scr.*, **T 49 B** (1993), 605–609.
- [11] R. LENKE, G. MARET, Multiple Scattering of Light: Coherent Backscattering and Transmission, in: Wyn Brown, Kell Mortensen (Hg.), *Scattering in Polymeric and Colloidal Systems*, (Gordon and Breach, Reading U. K., 2000), 1–72.

## Literaturverzeichnis

- [12] R. LENKE, G. MARET, Magnetic field effects on coherent backscattering of light, *Eur. Phys. J. B*, **17**, 1 (2000), 171–185.
- [13] R. LENKE, R. LEHNER, G. MARET, Magnetic-field effects on coherent backscattering of light in case of Mie spheres, *Europhys. Lett.*, **52**, 6 (2000), 620–626.
- [14] R. LENKE, R. TWEER, G. MARET, Coherent Backscattering and Localization in a self-attracting Random Walk Model, *submitted to Eur. Phys. J.*
- [15] H. C. VAN DE HULST, Light Scattering by Small Particles, Dover Publications, New York (1957).
- [16] S. FRADEN, G. MARET, Multiple Light Scattering from Concentrated, Interacting Particles, *Phys. Rev. Lett.*, **65**, 4 (1990), 512–515.
- [17] E. AKKERMANS, P. E. WOLF, R. MAYNARD, G. MARET, Theoretical study of the coherent backscattering of light by disordered media, *J. Phys. France*, **49**, 1 (1988), 77–98.
- [18] A. ISHIMARU, Wave Propagation and Scattering in Random Media, Academic Press Inc., San Diego (1978).
- [19] D. S. WIERSMA, M. P. VAN ALBADA, A. LAGENDIJK, An accurate technique to record the angular distribution of backscattered light, *Rev. Sci. Instrum.*, **66**, 12 (1995), 5473–5476.
- [20] D. S. SAXON, Tensor Scattering Matrix for the Electromagnetic Field, *Phys. Rev.*, **100**, 6 (1955), 1771–1775.
- [21] M. I. MISHCHENKO, Enhanced backscattering of polarized light from discrete random media: calculations in exactly the backscattering direction, *J. Opt. Soc. Am. A*, **9**, 6 (1992), 978–982.
- [22] M. I. MISHCHENKO, Diffuse and coherent backscattering by discrete random media. I. Radar reflectivity, polarization ratios and enhancement factors for a half-space of polydisperse, nonabsorbing and absorbing spherical particles, *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer*, **56**, 5 (1996), 673–702.
- [23] A. A. GOLUBENTSEV, Suppression of interference effects in multiple scattering of light, *Sov. Phys. JETP*, **59**, 1 (1984), 26–32.
- [24] L. D. LANDAU, E. M. LIFSCHITZ, Elektrodynamik der Kontinua, Akad.-Verl., Berlin (1980).
- [25] L. ROSENFELD, Zur Theorie des Faraday Effekts, *Z. Phys.*, **57** (1964), 835.

- [26] Sämtliche Simulationsprogramme stammen von R. Lenke, siehe dazu auch [11].
- [27] R. LEHNER, Einfluss des Faraday-Effekts auf die kohärente Rückstreuung, Diplomarbeit, Uni. Konstanz (1998).
- [28] A. S. MARTINEZ, R. MAYNARD, *Phys. Rev. B*, **50**, 6 (1994), 3714–3732.
- [29] C. B. RUBINSTEIN, S. B. BERGER, L. G. VAN UIERAT, W. A. BONNER, Faraday rotation of rare-earth borate glasses, *J. Appl. Phys.*, **35**, 8 (1964).
- [30] R. C. WEAST CRC Handbook of chemistry and physics: a ready-reference book of chemical and physical data, 68.ed, 2.print (1987).
- [31] G. WAKEFIELD, H. A. KERON, P. J. DOBSON, J. L. HUTCHISON, Structural and optical properties of terbium oxide nanoparticles, *J. Phys. Chem. Solids*, **60** (1999), 503–508.
- [32] M. OSPECK, S. FRADEN, Influence of reflecting boundaries and finite interfacial thickness on the coherent backscattering cone, *Phys. Rev. E*, **49**, 5 (1994), 4578–4589.
- [33] microparticles GmbH
- [34] H. C. BRYANT, J. NELSON, The Glory, *Scientific American*, 7 (1974), 60–71.
- [35] H. LANDOLT, R. BÖRNSTEIN, A. EUCKEN, Zahlenwerte und Funktionen aus Physik, Chemie, Astronomie, Geophysik und Technik, T8 Optische Konstanten, Springer, Berlin (1962).
- [36] S. MUTO, S. ICHIKAWA, N. SEKI, H. ITO, Optical Isolator Using Magneto-Optical Transparent Plastics, *Electronics and Communications in Japan 2*, **74**, 2 (1991), 512–516.

*Literaturverzeichnis*

# Danksagung

An dieser Stelle möchte ich mich bei allen bedanken, die in irgend einer Form zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben, insbesondere bei:

- Prof. Dr. G. Maret, der es mir ermöglichte, meine Diplomarbeit an seinem Lehrstuhl anzufertigen. Besonders möchte ich mich dafür bedanken, dass er sich, als klar wurde, dass das lehrstuhleigene 20-Tesla-Magnetsystem während meiner Arbeit nicht mehr repariert werden würde, dafür einsetzte, dass ich meine Messungen am Hochmagnetfeldlabor in Grenoble durchführen konnte.
- Dr. Ralf Lenke für seine gute Betreuung, die mich zu selbständigem Arbeiten hinführte. Besonderer Dank gilt seiner Begleitung nach Grenoble, wo er – obwohl gesundheitlich angeschlagen – am Messmarathon teilnahm.
- Daniel Reinke für eine ausgezeichnete Zusammenarbeit und seine Aufmunterung in frustrierenden Stunden, wenn mal wieder nichts klappte.
- Dr. Stefanie Eiden und Frau Lax, die viel Zeit damit zubrachten, die Synthese der  $CeF_3$ -Teilchen zu optimieren, wenn auch die guten Ergebnisse etwas zu spät kamen...
- Den Wissenschaftlichen Werkstätten, auf deren qualitativ hochwertige Arbeit ich dringend angewiesen war.
- Ralf Tweer für seine Hilfestellung in Sachen Magnet und Computer.
- Allen Mitarbeitern des Lehrstuhls, die immer bereit waren, ihre Zeit zu opfern und zu helfen, soweit es möglich war.
- Maren Steinberg, die sich während meiner Knieverletzung liebevoll um mich gekümmert hat und es mir so ermöglichte, die Arbeit ohne Zeitverlust fertigzustellen.
- Meinen Eltern nicht nur für die Finanzierung meines Studiums, sondern auch dafür, dass sie in schwierigen Zeiten immer für mich da waren.